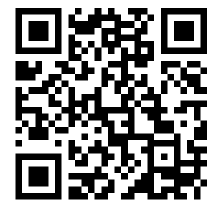
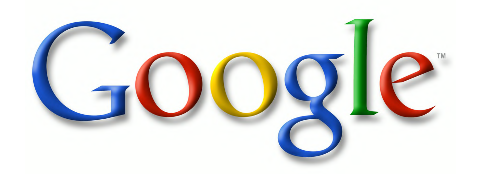
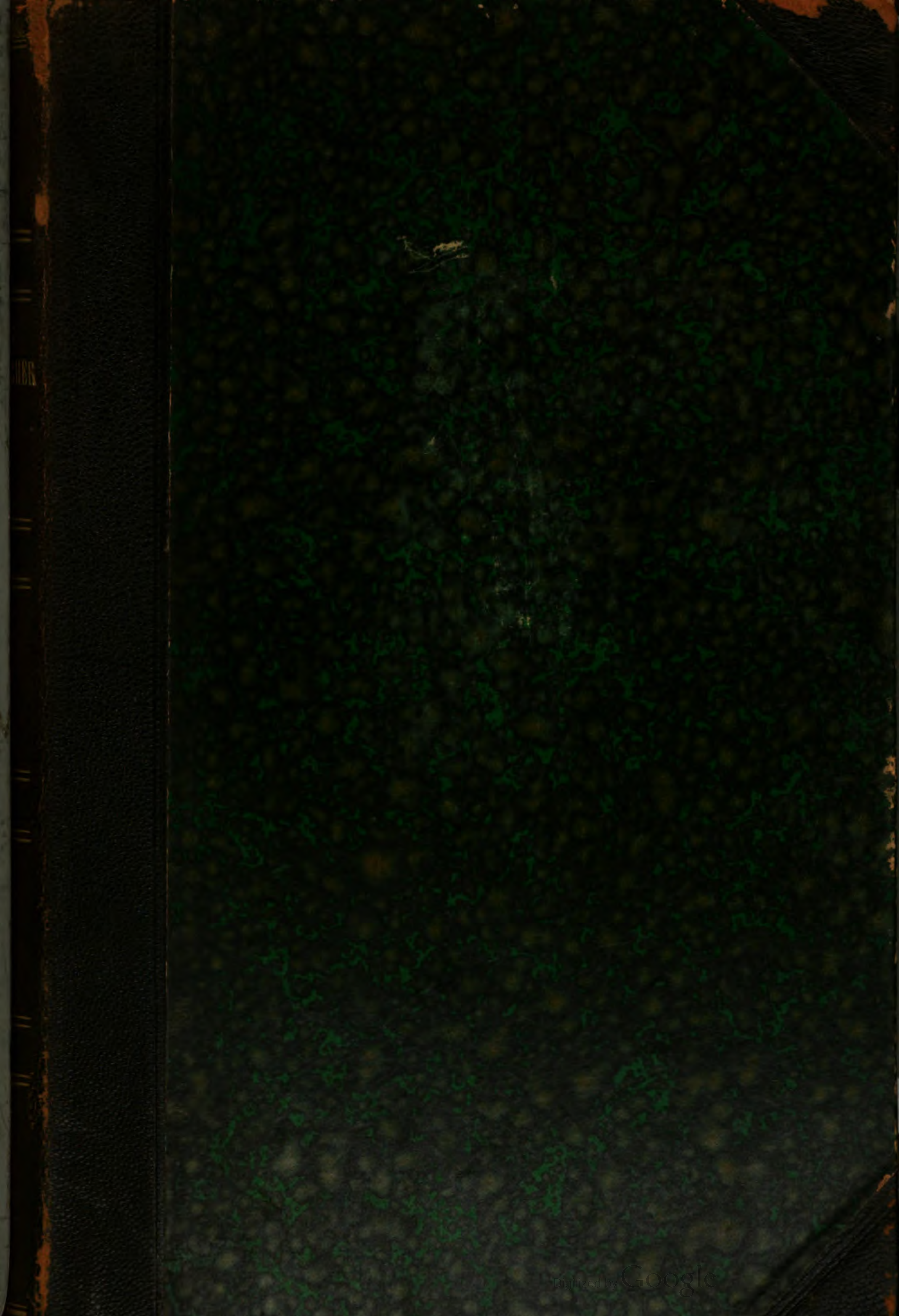
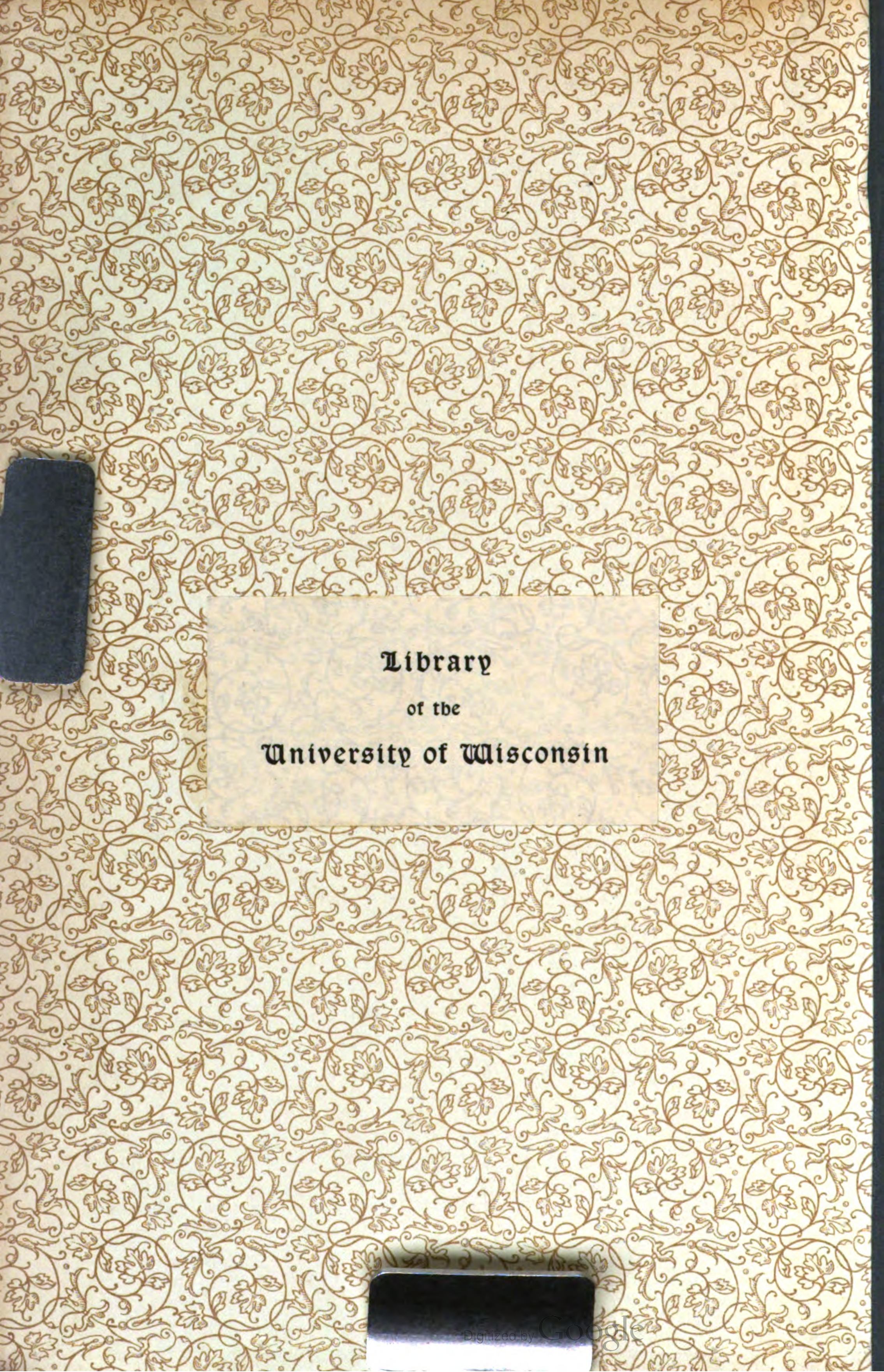
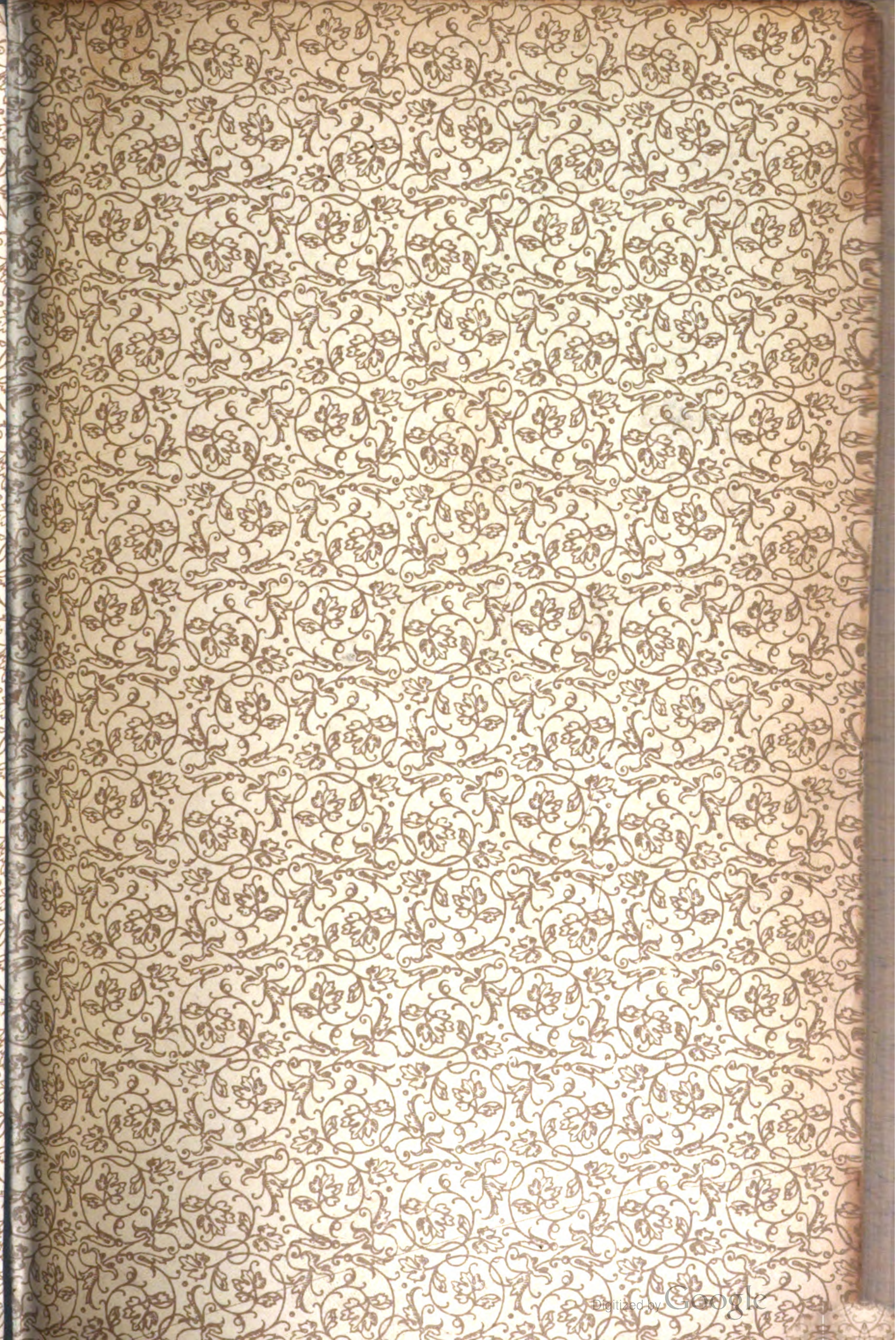










SAMMLUNG

Elektrotechnischer Vorträge.

Unter Mitwirkung von

Geheimrat Prof. E. Arnold-Karlsruhe, Direktor Dr. Corsepius-Dresden, Direktor Einbeck-Berlin, Prof. C. P. Feldmann-Delft, Prof. Dr. K. Feußner, Mitglied der physikal.-technischen Reichsanstalt, Oberingenieur Görling-Nürnberg, Ingenieur A. Heyland-Brüssel, Prof. Dr. Heinke-München, Chefingenieur J. Heubach-Kleinzschachwitz, Geheimrat Prof. Dr. E. Kittler-Darmstadt, Oberingenieur L. Kohlfürst-Kaplitz, Direktor Nerz-Nürnberg, Prof. Dr. Niethammer-Brünn, Prof. Dr. G. Roeßler-Danzig, Elektroingenieur Alex Rothert-Nancy, Dr. P. Schoop-Pfronten, Ingenieur Ch. P. Steinmetz-Schenectady, Baurat F. Uppenborn-München, Prof. H. F. Weber-Zürich, Prof. Dr. W. Wedding-Berlin

herausgegeben von **Prof. Dr. ERNST VOIT.**

VIII. BAND.

Mit 392 Abbildungen.



STUTTGART.

VERLAG VON FERDINAND ENKE.

1906.



Druck der Union Deutsche Verlagsgesellschaft in Stuttgart.

Inhaltsverzeichnis.

Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie.

III.

Von

Ingenieur **Adolf Prasch,**

k. k. Regierungsrat und Eisenbahnoberinspektor a. D., Neudegg, Krain.

Mit 227 Abbildungen.

A. Einleitung.

Auf dem Gebiete der drahtlosen oder besser gesagt der elektromagnetischen Wellentelegraphie zeigt sich erfreulicherweise ein so rüstiges Forschen und Schaffen, und mehren sich die Neuerungen und Verbesserungen in einer Weise, daß der Chronist Mühe hat, alle einzelnen Etappen zu verfolgen, zu sichten und aufzuzeichnen. Der Schwerpunkt der Forschungen ist nunmehr aus dem praktischen Felde in das physikalische Laboratorium verlegt, in welchem in langer mühseliger Versuchsarbeit alle noch dunklen Punkte allmählich, aber sicher klar gelegt werden und weisen die gewonnenen Ergebnisse erst für den praktischen Betrieb die Punkte, an welche die Hebel anzusetzen sind, um die notwendig erscheinenden Verbesserungen durchzuführen. Aus dem Laboratorium stammen denn auch die wichtigsten Errungenschaften, welche seit dem Erscheinen des letzten Heftes „der Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie“ zu verzeichnen sind. In erster Linie sind es die Ergebnisse der Untersuchung des um die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie bereits so hoch verdienten Professors Dr. Ferdinand Braun in Straßburg, über die Erhöhung der Senderenergie, welche, in die Praxis umgesetzt, das System Telefunken der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auf jenen Höhepunkt brachten, die diesem im internationalen Wettbewerb einen ersten, wenn nicht den ersten Platz sicherten. Diese Forschungen erst ermöglichten es, mit einem gegebenen Energieaufwande die höchste Reichweite zu erzielen und für die Aufrechterhaltung des Betriebes, selbst unter

den ungünstigsten Witterungsverhältnissen auf die gewährleistete Entfernung die Haftung zu übernehmen.

Die Braunsche Energieschaltung in Verbindung mit der Braun-Reudahlschen unterteilten Funkenstrecke ermöglichten es erst, dem Sendegebilde unter Herabminderung der inneren Dämpfungsverluste die größtmöglichste Menge an nutzbar zu machender Strahlungs- oder Schwingungsenergie zuzuführen. Dadurch war nun auch die Möglichkeit gegeben, auf den alten einfachen Marconisender zurückzugreifen und ihn für alle jene Zwecke der Nachrichtenvermittlung zu verwenden, in welchen es sich nicht um genaue Abstimmung und um Erzielung außergewöhnlicher Reichweiten handelt. Allerdings wurde das Erreichte durch die Anwendung von Resonanzinduktorien, die eine weitere Herabminderung der Energieverluste ermöglichten, wesentlich gefördert. Leider läßt sich nicht mit Genauigkeit feststellen, von wem die erste Anregung zur Konstruktion und Verwertung dieser Resonanzinduktorien, über welche eingehendere Mitteilungen in den nachfolgenden Erläuterungen enthalten sind, ausging, da eine Reihe verdienter Persönlichkeiten die Priorität für sich in Anspruch nimmt. Wahrscheinlich sind, wie es auf wissenschaftlichem und technischem Gebiete vielfach beobachtet wird, die verschiedenen Erfinder gleichzeitig und original ohne gegenseitige Anlehnung auf die gleiche Idee gekommen.

Dem weiteren Ziele der Bestrebungen zur Verbesserung der Nachrichtenvermittlung auf diesem Wege, nämlich der Erreichung einer vollkommenen wechselseitigen Abstimmung zum Zwecke der Geheimhaltung der zu übertragenden Mitteilung und zur Sicherung gegen von außen kommende absichtliche oder unabsichtliche Störungen ist man zwar bedeutend näher gerückt, hat es aber noch nicht vollkommen erreicht. Vielleicht bieten die bedeutsamen und eingehenden Untersuchungsarbeiten von Professor A. Slaby über die Abstimmung der funkentelegraphischen Sender, wenn sie zum Abschluß gelangen, die Handhaben, dieses Ziel, soweit es auf diesem Wege möglich ist, zu erreichen. Dieser Arbeit wurde hier, wiewohl sie noch nicht zum Abschluß gebracht ist, wegen der Gründlichkeit der Untersuchung und der Wichtigkeit der hierdurch geförderten Tatsachen, die schon dermalen zahlreiche Anhaltspunkte für die Durchführung von Verbesserungen liefern, unter möglichster Anlehnung an die Originalmitteilungen in eingehendster Weise gedacht. Von Interesse ist es, daß Slaby auf Grund seiner durch sinnreiche Versuchsanordnung geförderten Beobachtungen zu dem Ergebnis gelangt, daß den magnetischen Kraft-

linien für die Fernwirkung der Hauptanteil zufällt, wogegen die elektrischen Vorgänge hierfür erst in zweiter Linie in Betracht kommen. Dementsprechend müßte sich, wie dies auch Taylor im Gegensatze zu Blondel und Fessenden annimmt, die Wirkung im einfachen und nicht im quadratischen Verhältnisse zur Entfernung abschwächen. Es ist hier ausdrücklich hervorzuheben, daß sich dieser zwar nur bedingt gezogene Schluß auf die Ergebnisse von tatsächlich, allerdings nur im Laboratorium durchgeführten Experimenten stützt. Dementgegen weisen die von Tissot zwischen beweglicher und unbeweglicher Station durchgeführten praktischen Untersuchungen an im Betriebe befindlichen Stationen im Einklange mit bereits früheren Versuchen von Fessenden darauf hin, daß den elektrischen Kraftlinien für die Fernwirkung, ein größerer Anteil zukommt, als dies Slaby annimmt, indem die mit ausnehmend empfindlichen Instrumenten durchgeführten Messungen der vom Empfänger aufgenommenen Energiemenge eine im Verhältnisse zum Quadrate der Entfernungen abnehmende Wirkung erweisen.

Da beide Untersuchungen sich auf den Versuch und die Messung stützen, ist zu ersehen, daß irgendwelche Bedingung für ein einwandfreies Ergebnis unbeachtet geblieben sein muß, und sohin diese Frage noch nicht als spruchreif gelöst anzusehen ist.

Aus den Untersuchungen von Slaby geht weiter hervor, daß die Längenmessung der in einem geerdeten Drahte erregten elektrischen Wellen, wozu man sich am besten des Multiplikationsstabes bedient, Aufschluß über die Güte der Erdung gibt. Die Wichtigkeit einer guten Erdung für alle elektrischen Telegraphen- und Signalisierungsleitungen, sowie auch für viele sonstige Zwecke der Anwendung elektrischer Kräfte, ist allseitig anerkannt. In der Praxis fehlt es jedoch bisher an einer einfachen und zuverlässigen Methode, den Uebergangswiderstand rasch und sicher bestimmen zu können. Möglicherweise gibt die gewonnene Erkenntnis einen Anhaltspunkt für die Ausgestaltung einer solchen Methode, welche seitens aller Telegraphentechniker umsomehr mit Freuden begrüßt werden würde, als die lästigen Störungen durch Erdströme hier entfallen müssen.

Im Einklang mit dem Bestreben die Schärfe der Abstimmung zu erhöhen, steht auch das Bestreben Instrumente zu schaffen, um die Länge der erregten Wellen nicht nur rasch, sondern auch genau bestimmen zu können. Auch auf diesem Felde sind Neuerungen, wenn auch in geringer Zahl, zu verzeichnen. Wesentliche Unterschiede weisen diese Instrumente gegenüber den bereits vorgeführten nur in

Bezug auf die Ausgestaltung auf, da es sich hier in allen Fällen meist darum handelt, einen bestimmten Schwingungskreis durch eine der beiden Größen, Kapazität oder Selbstinduktion oder auch beider, mit dem zu messenden Kreise in Resonanz zu bringen.

Hand in Hand mit den Bemühungen, die Senderenergie und die Schärfe der Abstimmung zu erhöhen, gehen auch die Versuche, die Wellenanzeiger zu empfindlicheren und zuverlässigeren Empfangsapparaten auszugestalten, als dies der in seinem Verhalten launische, aber aus anderen Gründen fast ausschließlich verwendete Körnerfritter ist. Die elektromagnetischen und elektrolytischen Wellenanzeiger erweisen sich viel empfindlicher und zuverlässiger als die Körnerfritter und gestatten auch ein viel schnelleres Arbeiten als dieser, allein sie haben den anscheinenden Nachteil, daß sie bisher keine schriftliche Niederlegung der einlangenden Zeichen ermöglichen und die Aufnahme daher nur mittels Telephon erfolgen kann. Es sei hier jedoch von neuem hervorgehoben, daß Irrungen und Fälschungen bei der schriftlichen Aufzeichnung durch einen Apparat ebensowenig ausgeschlossen sind, als bei der reinen Gehörsaufnahme. Irrungen sind im Gegenteile beim Gehörleser viel seltener, da die Aufnahme durch das Gehör einen sehr geübten Telegraphisten erfordert, welchem sich das Wortbild sofort fest einprägt, wodurch Täuschungen, sofern es sich nicht um Fremdworte handelt, fast ausgeschlossen sind. In England und Amerika, wo auf die Ausbildung der individuellen Leistungsfähigkeit der größte Wert gelegt wird, erfolgt die Aufnahme fast ausschließlich durch das Gehör. Niemand wird jedoch behaupten können, daß der Telegraphistendienst, welchem doch eine so wichtige Rolle im Verkehrsleben zufällt, dort schlechter gehandhabt wird als anderwärts. An ausreichendem Materiale zur Ausbildung als Gehörleser fehlt es ebensowenig, wie an der nötigen Intelligenz. Also einmal weg mit der doch immer unzuverlässigen Kontrolle durch die schriftliche Niederlegung der Zeichen und zur Gehörsaufnahme übergegangen, durch die der Dienst in keiner Weise leiden, sondern wegen der vergrößerten Leistungsfähigkeit nur gewinnen wird.

Einen Beleg für die Erhöhung der Leistungsfähigkeit der Person durch die Gehöraufnahme bietet sicher die Tatsache, daß bei Verwendung eines Schreibapparates höchstens 10—15 Worte in der Minute aufgenommen werden können, während der Gehörleser im Durchschnitte 25 und als Maximalleistung 35—40 Worte in der gleichen Zeit aufzunehmen vermag.

Da nun das alte Vorurteil noch nicht beseitigt ist und auch nicht

so bald aufgegeben werden dürfte, wendet sich das Hauptaugenmerk zur Verbesserung des Empfanges Wellenanzeigern zu, welchen die Mängel des erwähnten Fritters nicht anhaften. Vielfach sucht man der Lösung der Aufgabe durch Verbesserung der Fritterkonstruktion näher zu kommen und zeigen die zahlreichen Neuerungen, daß dem Ziele eifrig zugestrebt wird. Inwieweit jedoch der Zweck mit diesen neuen Formen der Fritter erreicht wurde, entzieht sich der Beurteilung, da eingehende vergleichende Untersuchungen, die allein Aufschluß zu geben vermögen, nicht vorliegen und auch noch nicht vorliegen können.

Den elektrolytischen Wellenanzeigern, welche bereits vollkommen ausgebildet sind und als die einfachsten und betriebssichersten Anzeigeinstrumente bezeichnet werden, wäre ein großes Anwendungsgebiet gesichert, wenn nicht ihre Eigenart auf die Gehörsaufnahme verweisen würde. Eine selbsttätige schriftliche Niederlegung der einlangenden Zeichen erscheint wenigstens dermalen bei Verwendung dieser Wellenanzeiger ausgeschlossen. Hingegen ist es gelungen, die magnetischen Wellenanzeiger in einer Weise auszubilden, welche sie befähigen, ein sichtbares Zeichen entweder unmittelbar durch einfache Ausschlagbewegung oder mittelbar durch indirekte Aufzeichnung hervorzurufen. Auch in anderer Weise, und zwar in Form von statischen Elektrometern oder Brückenwagen, wurde der Lösung dieser Frage näher gerückt. Praktische Anwendung als Wellenanzeiger scheinen diese Instrumente, mit einer einzigen Ausnahme, noch nicht zu finden, dagegen erweisen sich alle, sofern sie nur durch Nadelausschlag wirken, geeignet als Instrumente für die Messung der Intensität der einlangenden Wellen zu dienen. Diese elektromechanischen Wellenanzeiger, wie sie in der Folge bezeichnet werden sollen, besitzen bei geeigneter Adjustierung eine große Empfindlichkeit, die jene eines guten Fritters bedeutend übertreffen soll. Von Interesse ist es, daß vor nicht allzulanger Zeit der als Erfinder eines eigenartigen Systems der Wellentelegraphie bestens bekannte und daher mit den Verhältnissen vollkommen vertraute Professor Reginald A. Fessenden in einem Vortrage verlautbarte, es dürfte wegen der zu geringen vom Empfänger aufgenommenen Energie kaum möglich sein, einen Empfänger zu konstruieren, der auf die einlangenden elektrischen Impulse durch einen Ausschlag, d. h. durch eine Bewegung reagiere.

Es liegen auch vielfache Bestrebungen vor, die Wellen in eine bestimmte Richtung zu lenken und dadurch nicht nur die Wirkungen zu erhöhen, sondern auch die Störungsfreiheit und Geheimhaltung der Nachrichten besser zu sichern, als dies bisher möglich war. Die er-

zielten Erfolge scheinen jedoch bislang mit dem Aufwande an Mühe nicht im Einklange zu stehen.

Die Möglichkeit der Sprachvermittlung auf größere Entfernungen unter Benutzung elektromagnetischer Wellen ist nicht ausgeschlossen und zeigt eine große Reihe von Versuchen, daß auch dieses Ziel erreicht werden wird. Tatsächlich ist es denn auch gelungen, unter Benutzung des singenden Flammenbogens Töne und auch die Sprache, letztere bisher allerdings nur in sehr undeutlicher Weise, auf beschränkte Entfernungen zu übertragen. Auf diesem Wege dürfte jedoch allem Anscheine nach die Ueberwindung größerer Entfernungen ausgeschlossen sein, da zur Hervorrufung der erforderlichen Stromschwankungen nur ein Mikrophon verwendet werden kann. Dieses Instrument läßt sich jedoch nur für geringe Stromstärken bauen (bisher wurden nicht mehr als 5 Amp. erreicht) und sind daher die im Verhältnisse zur erforderlichen Energiemenge erreichbaren Schwankungen zu gering, um sie mit Rücksicht auf die bedeutende Abschwächung an der Empfangsstelle mit genügend kräftiger Wirkung zum Ausdruck zu bringen. Eine andere Methode, diese Intensitätsschwankungen durch entsprechende Aenderung der Funkenlängen zu erzeugen, scheint mehr die Bürgschaft des Erfolges in sich zu tragen und soll es auf diesem Wege bereits gelungen sein, eine deutliche Sprachübertragung, vorläufig allerdings nur auf eine sehr beschränkte Entfernung, zu erhalten.

Die Schwierigkeit, ein vollkommen gleichmäßiges Ueberspringen der Funken in der Funkenstrecke ohne Aussetzen auf die Dauer aufrecht zu erhalten, soll nach den vorliegenden Mitteilungen bereits überwunden sein. Ununterbrochene Wellenzüge lassen sich aber auf diese Weise nicht entsenden, da die Zwischenpausen zwischen dem Verklingen der durch einen Funken erregten Wellen und dem Einsetzen eines neuen Funkens, selbst bei der großen Anzahl von 10000 Funken in der Sekunde, wie sich dies rechnerisch leicht nachweisen läßt, immer noch sehr bedeutende sein müssen. Die Entsendung ununterbrochener Wellenzüge dürfte jedoch für eine gute Sprachvermittlung Bedingung sein, wiewohl es nicht ausgeschlossen ist, daß das Gehörsorgan für diese Feinheiten nicht so empfindlich ist und die abgehackten Erregungen, wegen der außerordentlichen Kleinheit der Pausen, ähnlich wie das Auge, durch die Nachwirkungen voll aufnimmt, somit den Ton mit gleicher Deutlichkeit vernimmt, als wenn er voll übermittelt würde.

Es erübrigt nur noch auf eine Beobachtung hinzuweisen, welche

für die Weiterentwicklung bezw. die größere Verbreitung der drahtlosen Nachrichtenvermittlung von Bedeutung sein dürfte. Major O. Squier hat nämlich nachgewiesen, daß lebende Bäume, sofern es sich nicht um zu große Entfernungen handelt, ebensogut als Wellenfänger und Wellensender verwendet werden können, wie die künstlichen Drahtgebilde, welche dermalen ausschließlich zur Benützung gelangen. Diese Beobachtung wurde auch von anderer Seite bestätigt und gleichzeitig die einfache Art und Weise, in welcher ein solcher Baum zum Wellenfänger umgestaltet werden kann, bekannt gegeben. Berücksichtigt man nun die Schwierigkeit, mit welcher die Errichtung dieser hohen Drahtgebilde verbunden ist, um sie hinreichend widerstandsfähig zu machen, zieht man ferner die hohen Kosten dieser Einrichtungen in Betracht und vergleicht sie mit der Einfachheit der Adaptierung eines Baumes für die gleichen Zwecke, so zeigen sich die hieraus sich ergebenden Vorteile von selbst. Der Hauptteil der Auslagen für die Errichtung einer drahtlosen Verbindung entfiel bisher fast nur auf die Luftdrähte, die nebstbei mit ihrem Stützmast und den vielen Verspannungsdrähten einen nichts weniger denn hübschen Anblick gewähren. Diese Auslagen ließen sich nun überall dort, wo keine allzugroßen Reichweiten verlangt werden, durch die Verwendung von Bäumen für die gedachten Zwecke wesentlich verringern und dürften vielfach, sofern nur nicht gesetzliche Bestimmungen hemmend einwirken, zur Errichtung drahtloser Verbindungseinrichtungen für private Zwecke die Anregung geben.

Der Zweck der vorliegenden Mitteilungen wurde schon in der Einleitung zu „die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie II" gegeben und muß, um Wiederholungen zu vermeiden, auf diese verwiesen werden. Entsprechend dem Umstande, daß die Fortschritte auf diesem Gebiete zumeist den Forschungen der Physiker zu danken sind und von den verschiedensten Seiten zur Klarlegung noch ungelöster Fragen beigetragen wird, wurde insbesondere den physikalischen Untersuchungen eine breitere Behandlung gewidmet wie bisher, um auch in dieser Richtung den Leser über den jeweiligen Stand der fortschreitenden Klarlegung der einschlägigen Gesetze ein Bild gewinnen zu lassen.

So kommt es, daß das „Durchschlaggesetz" in seiner Entwicklung eingehender verfolgt und manches andere mit der Wellentelegraphie nicht unmittelbar in Zusammenhang Stehende, wie beispielsweise die „Demonstration elektrischer Drahtwellen" Aufnahme gefunden hat.

Auch hier wurde der Stoff durch Unterteilung zu sichten und

zu ordnen gestrebt, allein es ergaben sich hierbei gewisse Schwierigkeiten, weil, will man mit der Unterteilung nicht zu weit gehen, die Einreihung mancher Materie ebensogut in die eine, als auch in die andere Gruppe erfolgen konnte. Das Bestreben, möglichst folgerichtig vorzugehen, war zwar vorhanden, doch sind Irrungen nicht ausgeschlossen und mögen diese, falls vorfindlich, der erwähnten Schwierigkeit zugeschrieben werden.

Daß die neue Theorie von Hettinger an die Spitze gestellt wurde, liegt nicht darin, daß ihr ein großer Wert beigemessen wird, sondern ergab sich aus der gewählten Einteilung von selbst. Wäre für die Einteilung die besondere Bedeutung des Stoffes allein maßgebend gewesen, so hätten Brauns Arbeiten über die Erhöhung der Senderenergie vorausgestellt und diesen die Abstimmungsversuche von Slaby angereiht werden müssen.

Auf die gesetzliche Regelung der drahtlosen Telegraphie wurde, so verlockend es auch gewesen wäre, nicht eingegangen, da dies einesteils zu weit geführt hätte, andernteils ein abgeschlossenes Ganzes nicht geboten werden konnte, fehlt es ja heute noch an internationalen Vereinbarungen mit Gesetzeskraft für die Abwicklung des drahtlosen Verkehrs. Es mag nur erwähnt werden, daß das allgemeine Bestreben dahin geht, auch diesen Teil der Nachrichtenvermittlung unter die Oberhoheit des Staates zu bringen und hat sich selbst das freie Amerika hiervon nicht ausgeschlossen. Für die Weiterentwicklung der drahtlosen Telegraphie würde dies wohl keinen Vorteil bedeuten und erklärt sich hieraus auch der Sturm der Entrüstung, der in allen amerikanischen Blättern tobte, als die nach europäischen Begriffen sicher liberalen Bestimmungen des amerikanischen Reglements verlautbart wurden, denn dort wird, und zwar mit Recht, nichts so sehr gefürchtet als die bureaukratische Bevormundung.

Dem Grundsatze getreu, die Literaturquellen, aus welchen geschöpft wurde, anzugeben, finden sich in zahlreichen Fußnoten Hinweise auf diese. Im Verlaufe der Erläuterung mußte man sich aber auch vielfach auf die im gleichen Verlage erschienenen vorangegangenen Werke des gleichen Verfassers und zwar im Texte oder als Fußnote berufen. Um nun nicht jedesmal den vollen Wortlaut wiedergeben zu müssen, bediente man sich der folgenden Abkürzungen:

Die drahtlose Telegraphie . . . . = d. T.
Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie = F. d. T.
" " " " " " " " II. = F. d. T. II.

Elektrotechnische Zeitschrift	= E. T. Z.
Annalen der Physik	= A. d. Ph.
Physikalische Zeitschrift	= Ph. Z.
L'Éclairage Électrique	= E. E.
Electrical Review	= E. R.
Electrical World and Engineer	= E. W.
Band	= Bd.
Seite	= S.

B. Theorien und physikalisch-theoretische Untersuchungen.

Eine neue Theorie der drahtlosen Telegraphie[1]). Ingenieur J. Hettinger bringt eine neue Theorie der drahtlosen Telegraphie, in welcher er sich vorläufig auf die beschreibende Erklärung der Grundzüge und der leitenden Erscheinungen beschränkt, die mathematische Begründung aber bis nach deren vollständigen Ausarbeitung vorbehält.

Wiewohl nun ein Bedürfnis nach einer neuen Theorie für die drahtlose Telegraphie dermalen nicht vorliegt und die Wellentheorie vollkommen ausreicht, so verdient doch das Bestreben nach Vereinfachung unter Rückführung auf die Gesetze der Wechselströme umsomehr alle Anerkennung, als sich damit alle in Frage kommenden Erscheinungen, wenn auch teilweise nur in gezwungener Weise, erklären lassen. Manchem, dem die Wellentelegraphie an und für sich etwas ferner liegt, welcher ihr aber ein naturgemäßes Interesse entgegenbringt, wird diese Art der Erklärung auf Grund allgemein bekannter Gesetze daher willkommen sein und erscheint sohin deren auszugsweise Vorführung hier sicher gerechtfertigt.

1. Der elektrische Stromkreis für die drahtlose Uebertragung auf große Entfernungen. Die Hochfrequenzströme. Die in der drahtlosen Telegraphie verwendeten elektrischen Schwingungen finden ihren Ursprung in dem elektrischen Funken, welcher zwischen den zwei Kugeln einer Funkenstrecke überspringt. Diese Funkenkugeln sind einesteils mit der Sekundären einer Induktionsrolle, anderenteils mit einer Kombination von Selbstinduktion und Kapazität verbunden.

Die Sekundäre S der Induktionsrolle liefert einen Wechselstrom für das ganze System, welcher in Form von Funken zwischen den

[1]) E. E. Bd. 38, Nr. 13.

beiden Kugeln überspringt und wird hierdurch in elektrische Schwingungen transformiert, welche in dem Kreise fCL (Fig. 1) zirkulieren. Diese elektrischen Schwingungen sind aber nichts anderes als Wechselströme von hoher Frequenz.

2. **Charakter der Wechselströme für hohe Frequenz.** Die wichtigsten Eigenschaften dieser Wechselströme sind die folgenden:

a) Sie haben während jeder Periode eine nahezu sinusoidale Form und hat deren elektromotorische Kraft und Intensität eine verschiedene Periode.

b) Diese Ströme dämpfen sich während einer Zeitdauer AA_1 (Fig. 2) ab, welche nahezu einer Viertelperiode des von der Induktionsrolle gelieferten Wechselstromes entspricht.

c) Die Linie, welche die einzelnen Spannungsbäuche des sich

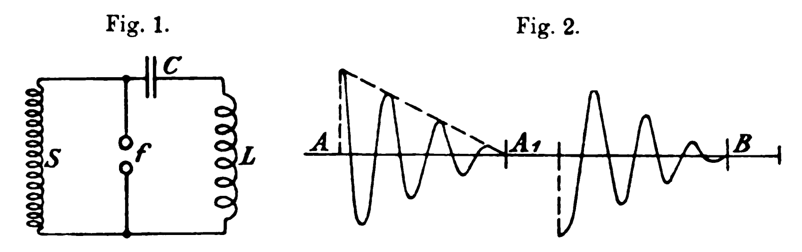


Fig. 1. Fig. 2.

abschwächenden Wechselstromes verbindet, ist ebenfalls eine periodische Kurve, welche in der Regel die gleiche Periode hat, wie der von dem Induktorium gelieferte Wechselstrom.

3. **Einfluß der Kapazität und Selbstinduktion.** Zwischen den Wechselströmen niedriger und hoher Frequenz besteht eine Reihe physikalischer Analogien, auf deren Details vorläufig jedoch nicht eingegangen wird. Hier sollen nur die beiden fundamentalen Formeln für Wechselströme und zwar

$$E_L = i\,m\,L \quad \text{und} \quad i_c = E_e\,m\,C$$

betrachtet werden. Aus diesen Formeln ist zu ersehen, daß die Frequenz $m = 2\pi v$ immer an die Selbstinduktion L und an die Kapazität C in einer Weise gebunden ist, durch welche, wenn m sehr groß wird, wie dies bei den für die drahtlose Telegraphie zur Anwendung gelangenden Schwingungen zutrifft, die zugehörigen elektromotorischen Kräfte und Intensitäten, selbst wenn L und C sehr klein werden, einen großen Einfluß erhalten können, während $e = ir$, welches in der Regel mit den vorstehenden Formeln kombiniert wird, unter verschiedenen Bedingungen nur von sekundärer Bedeutung ist, so daß

Erscheinungen auftreten, welche auf andere Weise nicht erzielt werden können.

Die einleitenden Betrachtungen werden vorausgesendet, um an deren Hand, bevor auf die Erscheinungen der drahtlosen Telegraphie eingegangen wird, die beiden Arten von Wechselströmen einem Vergleiche zu unterziehen, wobei vorerst die Analyse und sodann erst die Synthese der allgemeinen Erscheinungen durchgeführt werden soll.

4. Die Uebertragung. Von der großen Anzahl der Verbindungsanordnungen für die Uebertragung soll eine beliebige herangezogen werden, da das Prinzip für alle das gleiche bleibt.

In dem Schema Fig. 3 ist f die Quelle für die Hochfrequenz-

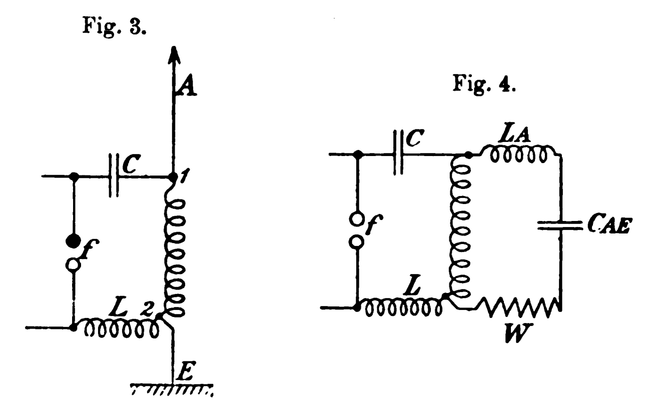


Fig. 3. Fig. 4.

ströme, welche in dem Kreise fCL zirkulieren und die im nachfolgenden zum Zwecke der Abkürzung stets mit Hf. bezeichnet werden sollen. Diese Ströme werden in den Punkten 1 und 2 abgezweigt, in dem der Luftdraht A, welcher ebenfalls eine bestimmte Selbstinduktion hat, mit der Erde E eine Kapazität darstellt. Als Folge dieser Anschauung läßt sich dieses Schema wie in Fig. 4 darstellen. Dieses Schema erhält für die noch zu entwickelnde Theorie eine viel exaktere Form und wurde hier nur der Einfachheit wegen in dieser Weise vorgeführt.

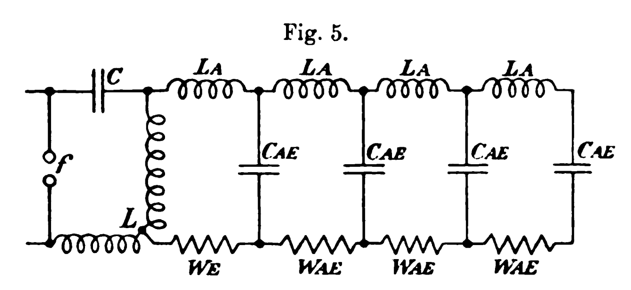
Die längs des Luftdrahtes verteilte Kapazität und Selbstinduktion ruft in dem Drahte aus Ursache der hohen Frequenz ähnliche Erscheinungen hervor, wie solche unter dem Namen der Ferranti-Phänomene bekannt sind.

Eine theoretische Betrachtung dieser Erscheinung läßt erkennen, daß sich aus Ursache der hohen Frequenz an der Spitze des Luftdrahtes ein Bauch der Spannung und ein Knoten der Intensität und an der Erde ein Knoten der Spannung und ein Bauch der Intensität ausbilden muß.

Verteilt man die Selbstinduktion und die Kapazität entlang des Luftdrahtes, so nimmt das Schema viel genauer die in Fig. 5 dargestellte Form an.

Die ohne Erde arbeitenden Einrichtungen erhalten unter den

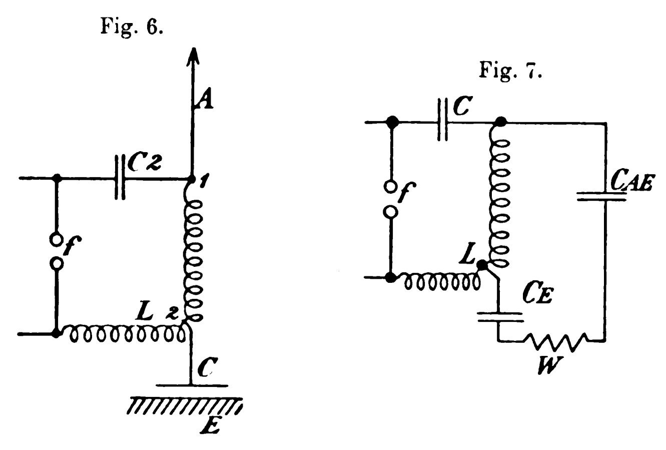
Fig. 5.



gleichen Voraussetzungen die schematischen Formen Fig. 6 und 7. Der an den beiden Punkten 1 und 2 abgezweigte Stromkreis setzt sich sonach zusammen aus L_A (Selbstinduktion des Luftdrahtes), C_{AE} (Kapazität zwischen Luftdraht und Erde), C_E (Kapazität zwischen den angehängten Kapazitätsflächen und der Erde) und aus W (Widerstand des Kreises).

Es vollzieht sich sonach auch hier der ganze Vorgang unter Mitwirkung der Erde und ist in diesem Falle das Arbeiten

Fig. 6. Fig. 7.



ohne Erde nur ein anscheinendes; tatsächlich ist die Erde aus Ursache der Hf. hier ebenfalls ein notwendiges Zwischenglied und erscheinen demnach zwei Kondensatoren C_E und C_{AE} in Serie verbunden, welche mit der Selbstinduktion des Luftdrahtes den abgezweigten Stromkreis bilden.

Diese Betrachtungen erklären die bei der Uebertragung auf-

tretenden Erscheinungen in einer ausreichend bestimmten Weise, um sie auf Grundlage der wissenschaftlichen Errungenschaften der Elektrotechnik auch rechnerisch verfolgen zu können.

5. **Der Empfang.** Bevor auf die eigenartigen Erscheinungen der Uebertragung auf große Entfernungen näher eingegangen werden kann, müssen die Einrichtungen für den Empfang ebenfalls einer Betrachtung unterzogen werden, für welchen Zweck ein beliebiges Empfangsschema, wie beispielsweise das in Fig. 8, herangezogen wird.

Für gewöhnlich erklärt man die Wirkung dieser Einrichtungen wie folgt: Die elektromagnetischen Wellen treffen den Luftdraht

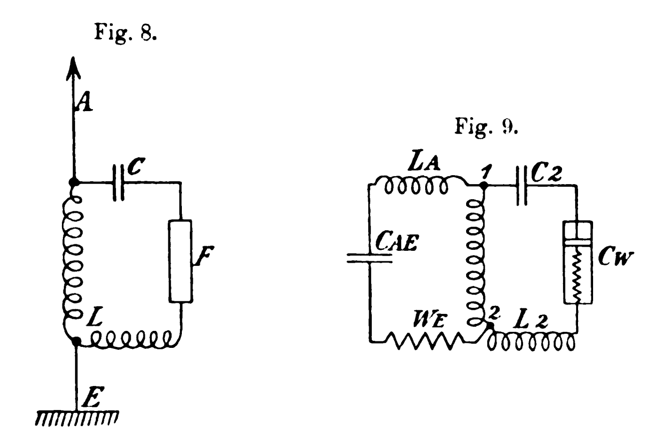


Fig. 8. Fig. 9.

und erregen in ihm Hf. Ohne auf die nähere wissenschaftliche Erklärung dieser Wirkung einzugehen, kann man sich vorläufig mit der Tatsache begnügen, daß in den Empfangseinrichtungen gleichfalls Hf. zirkulieren.

Die Einrichtungen für die Sendung und den Empfang sind im allgemeinen ähnlich angeordnet, und es läßt sich, wenn auch die Werte der Ströme, welche durch Uebertragung von der einen Stelle auf die andere erregt werden, sehr geringe sind, für den Empfang ein der Uebertragung analoges Schema aufstellen (Fig. 9). Die Hf., welche zwischen L_A, C_{AE}, L_2 und W_E zirkulieren, finden an den Punkten 1, 2 eine Abzweigung, welche aus C_2 L_2 f_2 und dem Fritter C_W gebildet wird. Es frägt sich nur, welchen elektrischen Wert der Fritter hat, um den Stromkreis genau feststellen zu können.

Der Fritter ist nun als ein Kondensator von großer Kapazität zu betrachten. Die Einwirkung dieser Kapazität auf Hf. ergibt sich aus der Formel $i_c = E_c\, m\, C$, welche zeigt, daß der durch den Fritter gebildete

Kondensator, wenn E_c einen entsprechenden Wert erreicht, plötzlich von einem Strome i_c durchflossen wird, welcher kräftig genug ist, um dessen Widerstand zu überwinden. Der Fritter wird hierdurch momentan aus einem Kondensator zu einem Leiter. Der entsprechende Wert von E_c wird durch Regulierung von L_2 oder C_2 erhalten, geradeso wie man bei einem niederfrequentem Wechselstrome durch Aenderung der Selbstinduktion und der Kapazität viel kräftigere elektromotorische Kräfte erhalten kann, als durch die diesen Wechselstrom erregende elektromotorische Kraft (Resonanz).

Der Fritter ist demnach vom elektrischen Standpunkte einmal

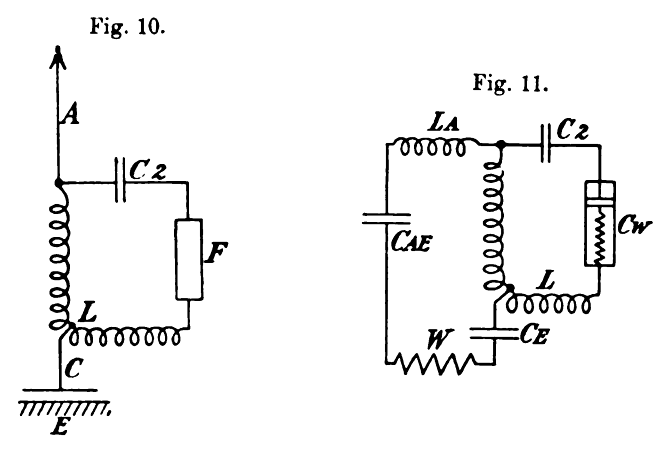


Fig. 10. Fig. 11.

als Kapazität, einmal als Widerstand zu betrachten und wird demnach in dem Schema mit dem Symbol C_w bezeichnet.

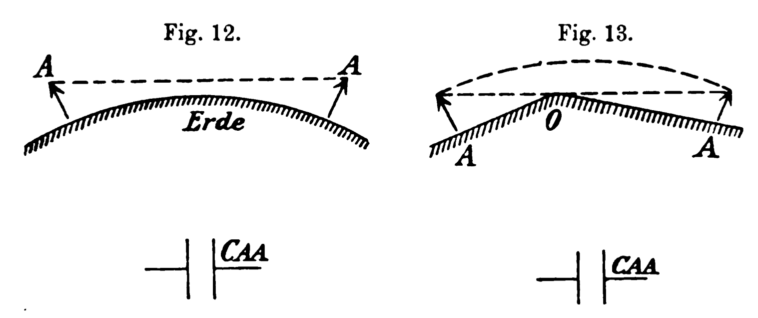
Diese Betrachtungen zeigen, daß die beim Empfange auftretenden Erscheinungen gleichfalls den Gesetzen der Wechselströme entsprechen.

Zu den schematischen Darstellungen der Empfangseinrichtungen ist hier noch zu bemerken, daß das vollständige Schema eine der Fig. 5 analoge Form annimmt. Für Empfangseinrichtungen ohne Erdung ergeben sich die in Fig. 10 und 11 dargestellten Schemas, welche ihrerseits wieder analog jenen für die Sendung ohne Erde (Fig. 6 und 7) sind.

6. Der gesamte Uebertragungskreis. Nach Durchführung der Zergliederung der Erscheinungen kann nunmehr an die Zusammenlegung der allgemeinen Erscheinungen der drahtlosen Telegraphie geschritten und die Gesamtheit des Problemes betrachtet werden.

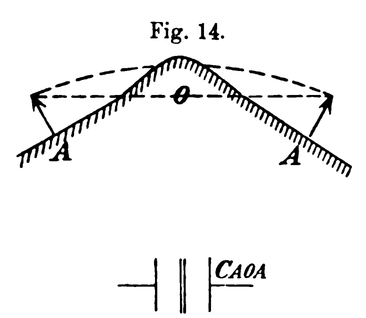
a) In einem Kondensator, wie klein auch dessen Kapazität sein mag, hat die Frequenz $m = 2\pi v$, welches auch der Faktor der Kapazität in den Formeln sein mag, stets einen sehr großen Wert.

Ist die einwirkende Spannung ausreichend groß, so daß Q = C V einen nicht zu vernachlässigenden Wert erhält, so ist auch jeder andere Kondensator abweichender Form in einem von Hf. durchflossenen Kreise als wirklich existierend zu betrachten. Die beiden Luftdrähte für die Entsendung und den Empfang stellen aber einen solchen Kondensator dar. Es wird daher ein Verschiebungsstrom



entstehen und sind durch diesen Kondensator auch alle anderen notwendigen Bedingungen erfüllt.

Ragen die beiden Luftdrähte so weit über den Erdboden, daß die gerade Verbindungslinie der beiden Drahtenden (Fig. 12) kein Hindernis trifft, so steht das Vorhandensein eines derartigen Kondensators außer allem Zweifel. Kann jedoch diese Verbindungslinie die beiden Drahtenden wegen eines zwischenliegenden Hindernisses nicht

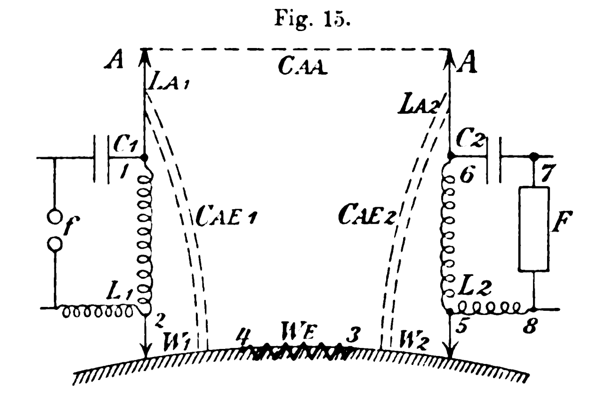


treffen, so ist das Bestehen eines durch die beiden Luftdrähte gebildeten Kondensators dennoch möglich, wenn die Fluglinie des Verschiebungsstromes das Hindernis nicht schneidet (Fig. 13) oder wenn das Hindernis zwar durch diesen Strom geschnitten wird, aber dabei selbst ein guter Leiter ist. Es teilt dann dieses Hindernis den von den Drähten gebildeten Kondensator in zwei in Serie geschaltete Kondensatoren (Fig. 14). Es wird sonach ein Verschiebungsstrom immer bestehen können, wenn eine dieser Bedingungen erfüllt ist.

Außerdem zeigen diese Erwägungen, daß nur irgend ein Teil der oberen Partie der Luftdrähte die Rolle eines Kondensators von Luftdraht zu Luftdraht übernimmt, wogegen die Verschiebungsströme an dem unteren Teile des Luftdrahtes einem Kondensator Luftdraht-Erde entsprechen.

Eine Folge dieser Betrachtungen ist, daß die elektromagnetischen Wellen direkt mit den Vorgängen in jedem Kondensator verglichen werden können, dessen Dicke des Dielektrikums im Vergleiche zu jenem, welches zwischen den beiden Luftdrähten liegt, eine sehr geringe ist. Dieser Vergleich ist nicht nur logisch, sondern erweist

Fig. 15.



sich auch praktisch für die Verfolgung der Vorgänge bei der Telegraphie ohne Draht.

b) Es können keine Stromkreise bestehen, die nicht geschlossen sind. Dies ist eine schon lange erkannte Tatsache. Es müssen daher auch die hier in Betracht gezogenen Stromkreise geschlossen werden. Zu diesem Zwecke ist es notwendig, die beiden Schemas der Uebertragung und des Empfanges als Ganzes ins Auge zu fassen (Fig. 15). Diese Darstellung ist außer Verhältnis gezeichnet, um die verschiedenen Stromkreise besser übersehen zu können.

Die Quelle f der Hf. sendet die Ströme in die folgenden Stromkreise:

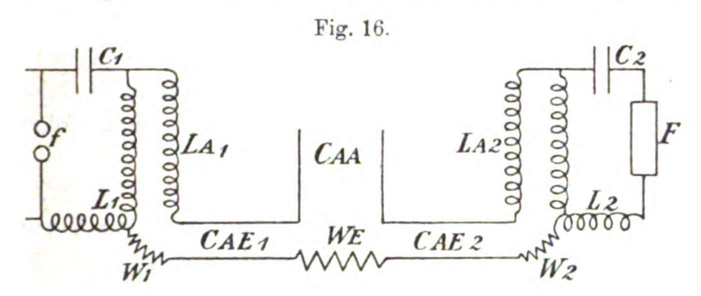
1. Stromkreis fC_1L_1.

2. An den Punkten 1 und 2 ist in Abzweigung ein zweiter Stromkreis angeschlossen und verlaufen die Ströme von Punkt 1 über die Selbstinduktion L_{A_1} des Luftdrahtes, die Kapazität Luftdraht-Erde C_{AE_1} und einen bestimmten Widerstand W_1, um sich wieder bei 2 zu vereinigen. Bei den Anordnungen ohne Erde ist der Stromkreis ganz

der gleiche, nur daß mit der Kapazität C_{AE} noch eine Kapazität C in Reihe verbunden ist.

3. An den Punkten 3 und 4 unterliegt der Strom einer neuerlichen Abzweigung. Der Stromkreis bildet sich durch die Kapazität Luftdraht-Luftdraht C_{AA}, die Kapazität Luftdraht-Erde C_{AE_2} und den Widerstand W_2 eines Teiles der Erdoberfläche, welche die beiden

Fig. 16.



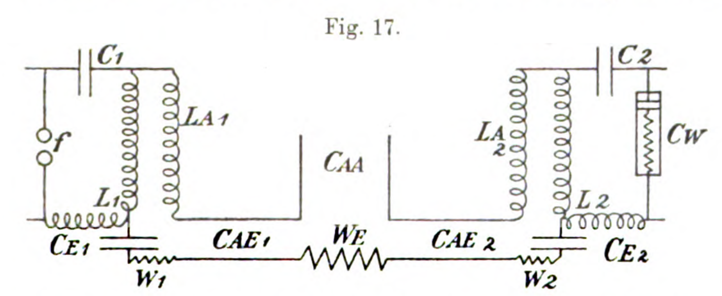
Stationen trennt. Dieser Uebertragungsstromkreis vereinigt sich an den Punkten 3 und 4 mit dem eigentlichen Erregungskreise.

4. Die beiden Armaturen des Kondensators C_{AE_2} sind durch einen Stromkreis L_{A_2} (Selbstinduktion des Luftdrahtes), L_2 und W_2 verbunden.

5. Von den Punkten 5 und 6 dieses Stromkreises zweigt wieder der Stromkreis C_2 L_2 ab.

Der Stromkreis 5 steht sonach unter der Einwirkung des Funkens f

Fig. 17.



durch Mitwirkung der Stromkreise 1—4, und reguliert die durch schwache Gleichströme bewirkte Aufschreibung.

Diese Zusammenziehung der gesamten Vorgänge bei der Telegraphie ohne Draht ist in den Fig. 16 und 17 schematisch dargestellt, wobei sich Fig. 17 auf die nicht geerdeten Einrichtungen bezieht.

Schlußfolgerungen. Auf Grundlage der vorliegenden Erwägungen lassen sich an der Hand der zugehörigen Schemas folgende noch offen stehende Fragen beantworten:

a) Welche Rolle spielt der Luftdraht?

b) Welchen Einfluß hat dessen Höhe?

c) Welche Rolle spielt die Erde?

d) Welches ist der Einfluß der verschiedenen Leitungsfähigkeit der Erdoberfläche?

Durch die Zurückführung der elektrischen Energieübertragung ohne Draht auf große Entfernung auf ein Wechselstromproblem wird das Problem der drahtlosen Telegraphie auf einen Teil der wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik hinübergelenkt, welcher bereits vollkommen erforscht ist, so daß sich dessen Verfolgung und Erkenntnis wesentlich erleichtert.

Das Gesetz der elektrischen Durchschläge. Bereits vor Jahren gelangte C. Baur[1]) auf Grund eingehender Versuche zur Annahme, daß für Durchschläge dielektrischer Körper durch den elektrischen Funken sehr wahrscheinlich das einfache Gesetz

$$V = c d^{2/3}$$

gilt, worin V die Durchschlagsspannung in Volt, d die Dicke des Dielektrikums in Millimeter und c eine Konstante ist, welche für jedes Material einen anderen aber bestimmten Wert hat.

Da dieses Gesetz für die gesamte Hochspannungstechnik, insbesondere für den Bau von Kabeln und Maschinen, sowie in neuerer Zeit auch für die Funkentelegraphie von großer Wichtigkeit ist und der Verfasser über neues wichtiges Beobachtungsmaterial verfügt, kommt er nochmals auf diesen Gegenstand zurück[2]) und führt eine Reihe von Tabellen vor, in welchen für verschiedene Materialien und verschiedene Dicken die beobachteten und die berechneten Durchschlagsspannungen, sowie die Differenzen in Prozenten angegeben sind, um so an der Hand dieser Daten die Prüfung zu ermöglichen.

Die Konstante c wurde für jedes der untersuchten Materialien aus einer Reihe von Beobachtungen bestimmt und das Mittel der Berechnung zu Grunde gelegt. Diese Konstante ist die Spannung in Volt, die erforderlich ist, um 1 mm der betreffenden Substanz zu durchschlagen, und wird als spezifische elektrische Bruchfestigkeit bezeichnet.

Aus diesen Tabellen, welche sich nicht nur auf die eigenen, sondern auch auf die Untersuchung anderer Forscher beziehen, und Luft, Glimmer, Paraffin und Hartporzellan umfassen, läßt sich wohl

[1]) Electricien, 6. Sept. 1901.

[2]) E. T. Z. 1904, S. 7.

eine annähernde Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten erkennen, und gestattet sonach diese Formel eine praktischen Bedürfnissen entsprechende, approximative Schätzung der Spannung für verschiedene Dicken des Dielektrikums.

Diese Formel, welche als Näherungsformel sehr nützlich sein kann, als Durchschlagsgesetz zu bezeichnen, geht, wie K. Krogh ganz richtig bemerkt[1]), denn doch nicht an, da die Abweichungen zwischen den beobachteten und berechneten Werten viel zu groß sind, um sie nur Beobachtungsfehlern zuschreiben zu können. Untersuchungen an flüssigen Isolationsmaterialien, deren Homogenität sich leicht kontrollieren läßt, zeigten, daß die Abweichungen von sehr verschiedener Größe sind, wenn auch die berechneten Spannungen bei kleinem d zu klein und bei größerem d zu groß werden. In allen Fällen ändern sich aber die Abweichungen ganz stetig, was als Beweis dafür anzusehen ist, daß die Formel nur eine Näherungsformel aber kein Gesetz sein kann.

Aber auch als Näherungsformel ist diese Formel nur mit Vorsicht zu gebrauchen, da die Abweichungen bei kleinem d am größten sind, so daß insbesondere das Extrapolieren sehr gefährlich erscheint. So würde man für einen bestimmten Fall, wenn nur Beobachtungen bis zu $d = 5$ mm zur Verfügung stünden, mit einer Konstanten von mindestens 12150 rechnen müssen und für $d = 50$ mm eine Durchschlagsspannung von 165000 Volt ausrechnen, während die beobachtete Spannung 95000 Volt beträgt. Dieser Unterschied ist selbst für näherungsweise Schätzung viel zu groß.

Baur hält in seiner Erwiderung[2]) an der gegebenen Formel fest und bemerkt, daß bei den Beobachtungen, mögen sie auch noch so sorgfältig und gewissenhaft durchgeführt werden, leicht Fehler und zwar systematische unterlaufen können. So ist für eine richtige Beobachtung vorerst experimentell festzustellen, daß das Umsetzungsverhältnis des Transformators bei schwacher und starker Magnetisierung das gleiche bleibt und auch die Kurve der Spannung unter diesen Verhältnissen sich nicht ändert, und drittens, ob die Form der Elektroden keinen Einfluß auf die Funkendistanz hat.

Er ist der Ansicht, daß sich ein endgültiges Urteil über seine Formel zur Zeit noch nicht abgeben läßt, da fehlerfreies Beobachtungsmaterial nicht so leicht zu beschaffen ist, daß aber seine Formel jeden-

---

[1]) E. T. Z. 1904, S. 139.
[2]) E. T. Z. 1904, S. 228.

falls einen Fortschritt bedeutet und selbst wenn sie nur annähernd richtig ist, viel zur Abklärung beitragen wird, umsomehr, als sie sich allen Aggregationszuständen anschmiegt und demnach wohl als ein Gesetz betrachtet werden darf. Auch dürfte die von ihm eingeführte und als elektrische Bruchfestigkeit bezeichnete Konstante c einmal in der molekulären Mechanik der elektrischen Vorgänge sicher eine Rolle spielen.

Dr. B. Walter[1]) schließt sich bezüglich des Gesetzes von Baur den Anschauungen Kroghs an und sucht auf Grund von eigenen und unter Heranziehung der Baurschen Beobachtungen nachzuweisen, daß speziell für die atmosphärische Luft, welche sich auch unter den von Baur angegebenen Substanzen befindet, wenigstens für Spitzenelektroden und größere Funkenstrecken zwischen 5 und 45 cm, ein ganz anderes Gesetz, nämlich die lineare Formel

$$V = a + b\,d$$

gilt. Für diesen Nachweis wurden die Angaben des American Institute of Electrical Engineers mitbenützt und die Beobachtungen mit den eigenen Berechnungen, sowie mit der Berechnung nach Baur in eine Tabelle vereinigt, in welcher auch die sich ergebenden Differenzen zwischen den so ermittelten verschiedenen Werten angeführt erscheinen. Es ist die Uebereinstimmung zwischen den von ihm berechneten und den beobachteten Werten viel größer, als zwischen den von Baur berechneten Werten, und ist die größte Differenz nach Walter geringer, als die kleinste der für die Baursche Formel stattfindenden, und findet bei letzterer auch nicht jene stetige Aenderung dieser Differenzen statt, welche Krogh als Hauptbeweis für die Unrichtigkeit des Baurschen Gesetzes anführt.

Bei solchen Versuchen darf nicht die effektive, sondern nur die maximale Spannung in Rechnung gezogen werden, da nur diese allein für die Entstehung des Funkens maßgebend sein kann. Das Verhältnis zwischen effektiver und maximaler Spannung ändert sich, sinusförmig verlaufenden Strom vorausgesetzt, für die verschiedenen Funkenlängen nicht merklich und kann, wie dies später gezeigt wird, der genaue Wert der Maximalspannung berechnet werden.

Die angegebene Formel gilt jedoch, wie bereits erwähnt, nur für große Funkenlängen über 5 cm, nicht aber auch für kleinere, da sich mit abnehmendem Werte von d der Wert von V zuletzt der Null nähern müßte, nicht aber einem konstanten Werte von 16000

[1]) E. T. Z. 1904, S. 874.

bis 17000 Volt, wie er sich aus der Formel auf Grund der Beobachtung ergibt. Dieser anscheinende Widerspruch läßt sich dadurch erklären, daß bei Entstehung des Funkens zwei verschiedene Widerstände in Betracht kommen, nämlich der Uebergangswiderstand an den Elektroden einer- und der Widerstand der zwischen ihnen liegenden Luftschicht als solcher anderseits. Die Annahme eines Uebergangswiderstandes ergibt sich aus der bekannten Tatsache, daß für die Erreichung einer bestimmten Funkenlänge bei Verwendung von Kugel- oder Plattenelektroden wesentlich höhere Spannungen notwendig werden, als bei Spitzenelektroden. Beispielsweise erreichte E. Voigt mit einer Gleichstromspannung von 90000 Volt zwischen zwei Kugeln von 6 cm Durchmesser nur eine Schlagweite von 4 cm, Töpler dagegen zwischen einer positiven Spitze und einer großen negativen Platte eine solche von 25 cm.

Der Uebergangswiderstand spielt sonach eine wichtige Rolle und ist am geringsten, wenn als Elektroden zwei Spitzen verwendet werden. Der Einfluß dieses Widerstandes wird umso größer, je kleiner die Funkenstrecke ist. Es scheint, daß der Uebergangswiderstand für kleinere Funkenlängen eine veränderliche Größe ist, welche mit zunehmender Schlagweite einem konstanten Werte zustrebt, der bei etwa 5 cm erreicht wird.

Nimmt man dies und ferner auch, wie es wahrscheinlich ist, an, daß der Widerstand der Luftstrecke als solcher proportional zu der Länge ist, so erhält man für den Gesamtwiderstand

$$w = \alpha + \beta d,$$

worin α und β gleichfalls zwei Konstante sind. Aus dieser und der Spannungsgleichung $V = a + bd$ ergibt sich

$$\frac{V - a}{w - \alpha} = \frac{b}{\beta} = \text{konstant}.$$

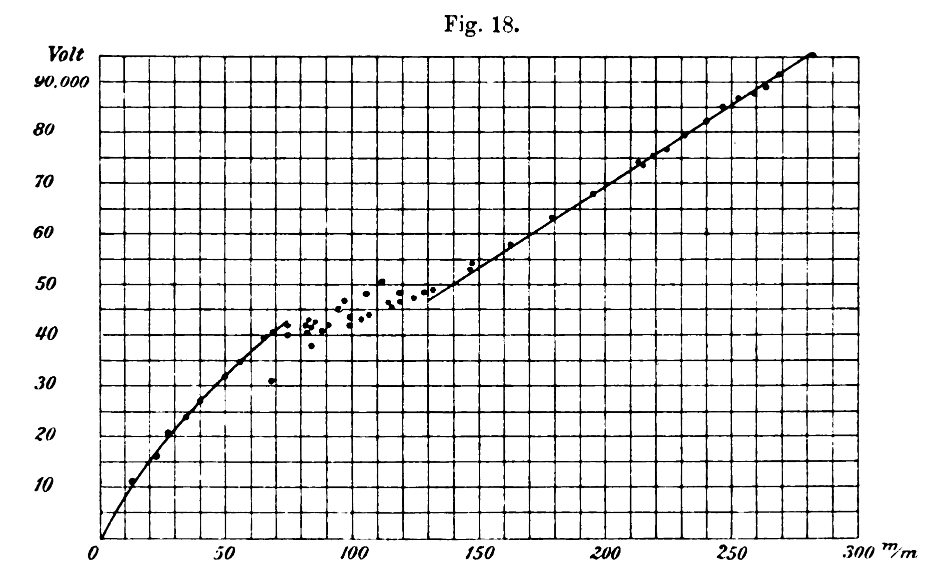
Die Größe $V - a$ ist nun jene Spannung, welche zur Ueberwindung des Luftwiderstandes allein unabhängig vom Uebergangswiderstand nötig wird und stellt sohin gewissermaßen die Klemmenspannung der Luftstrecke dar. $w - \alpha$ bedeutet nun den Widerstand dieser Strecke und muß sohin das Verhältnis $\frac{V - a}{w - \alpha}$ den im Augenblicke der Funkenbildung übergehenden Strom darstellen, wenn V nicht den effektiven, sondern den Maximalwert der Spannung bedeutet.

Dieser Strom ist aber, wie unmittelbar vorhin gezeigt, für alle Funkenlängen konstant und bedeutet, daß unter den in Rede stehen-

den Verhältnissen im Augenblicke der Ausbildung des Funkens der Wert des durch die Luft gehenden Ionisationsstromes für alle Funkenlängen der gleiche ist oder zum Zustandekommen eines Funkens ein für alle Funkenlängen gleichbleibender Minimalwert des Ionisationsstromes der Luft gehört.

Der Ausdruck Ionisationsstrom erscheint hier gerechtfertigt, weil man es in jedem Augenblicke, welcher der Bildung des Funkens vorangeht, gewissermaßen mit einem Zwischending zwischen den

Fig. 18.



Leitungsströmen und den in der Elektrostatik eine große Rolle spielenden Verschiebungsströmen zu tun hat.

Zu diesen Versuchen gibt W. Weicker[1]) auf Grund bereits früher durchgeführter Versuche als Ergänzung bekannt, daß die lineare Beziehung zwischen Schlagweite und Elektrodenabstand, wenigstens innerhalb der benützten Spannungen bis zu 100 000 Volt, nur für Spitzen- oder Plattenelektroden gilt, und zwar nur von einer gewissen Funkenlänge ab. Hierbei ist der Uebergang zu der durch den Nullpunkt gehenden Kurve auffallenderweise kein allmählicher (Fig. 18), sondern durch eine ziemlich unregelmäßige Lage der Punkte gekennzeichnet, was besonders deutlich bei Versuchen zwischen Spitzen- und Plattenelektroden hervortritt.

---

[1]) E. T. Z. 1904, S. 947.

Bei zwei übereinander angeordneten Kugelelektroden gehören von einer gewissen Funkenlänge zu jedem Elektrodenabstande zwei bezw. mehrere Spannungswerte, da sich dann bei einer gewissen Spannung eine Anzahl nebeneinander stehender, auf der Oberfläche der unteren Kugel mit der Spitze aufstoßender, violett leuchtender Kegel ausbilden, welche Erscheinung mit einem ganz besonderen Geräusche verbunden ist. Mit dem Einsetzen dieser Entladungsform, die durch den unteren Ast der Kurve gekennzeichnet ist, treten bisweilen schon Funken zur oberen Kugel auf. Im anderen Falle erst bei Spannungswerten, die dem oberen Kurvenaste zugehören und nur in selteneren Fällen auch bei mittleren Spannungswerten.

Die Kurve verläuft jedoch dann gleichmäßig, wenn die Elektroden nebeneinander angeordnet werden und geht in diesem Falle der Funkenentladung kein optisches oder akustisches Merkmal voraus.

Bei Spitzenelektroden läßt sich ein solcher Einfluß der Elektrodenanordnung hingegen nicht nachweisen.

Die von Walter erwähnten Abweichungen der absoluten Größen seiner Beobachtungswerte von denen des American Institute of Electrical Engineers lassen sich sowohl auf verschiedene Kurvenform, als auch auf andere Einflüsse zurückführen, da nach eigenen Untersuchungen Unterschiede ähnlicher Größenordnung an zwei unter ganz gleichen Versuchsbedingungen, aber an verschiedenen Tagen aufgenommenen Versuchsreihen festgestellt werden konnten.

Hier sei für Interessenten gleich auf die bemerkenswerte und bedeutende Arbeit von Ingenieur Moscicki[1]) über „elektrische Durchschläge“ verwiesen, auf welche hier, wiewohl sie viel des Interessanten bietet, wegen nicht ausreichender Deckung mit dem zu behandelnden Gegenstande nicht eingegangen werden kann, gleichwie auf die Mitteilung Dr. Hieckes[2]) „über Versuche über einen Transformator hoher Eigenschwingung, in Anlehnung an die unter dem gleichen Titel erschienene Arbeit von Leo Lichtenstein“ [3]).

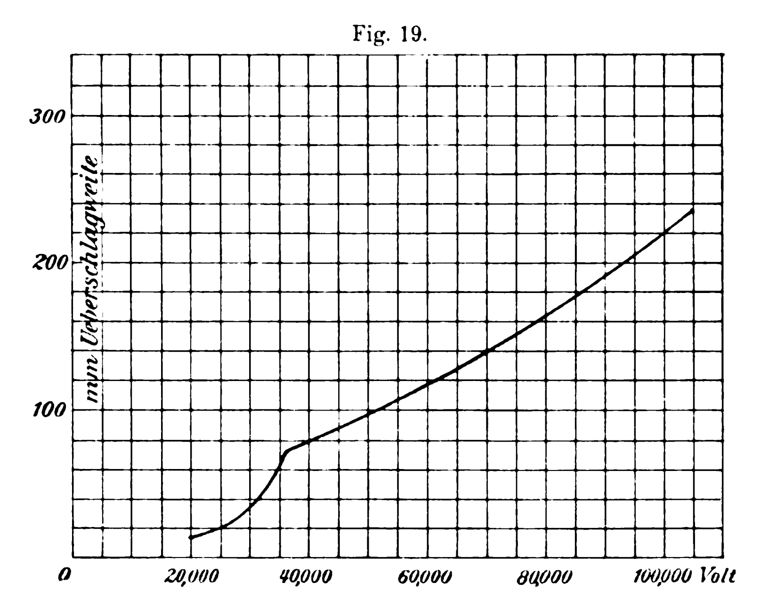
H. Grob[4]) bringt gleichfalls die Ergebnisse einer Reihe von Versuchen zur Vorführung, die er zu dem Zwecke durchführte, um die Verhältnisse des Funkenüberschlages bei der Prüfung von Transformatoren aufzuklären, nachdem bei Anwendung der Prüfspannungen Ueberschläge auftraten, die mit dem Walterschen Gesetze in Widerspruch

[1]) E. T. Z. 1904, S. 527 u. 549.
[2]) E. T. Z. 1904, S. 966.
[3]) E. T. Z. 1904, S. 869.
[4]) E. T. Z. 1904, S. 951.

standen. Da die Elektrodenformen auf die Ueberschlagsweite einen großen Einfluß ausüben, suchte er sich von den Aenderungen der Formen frei zu machen, indem er für seine erste Versuchsreihe Nadelspitzen in der Weise anwendete, daß nach jedem Ueberschlag stets neue Nadeln eingesetzt wurden. Der eine Nadelhalter war fest, der andere auf einer Bahn längs einer Skala verschiebbar. Die verschiebbare Nadel wurde bei vorher eingestellter Spannung der festen langsam so lange genähert, bis Funkenüberschlag eintrat. Der Strom hatte einen rein sinusförmigen Verlauf.

Bis zu einer Spannung von 45000 Volt bildeten die aufgenom-

Fig. 19.



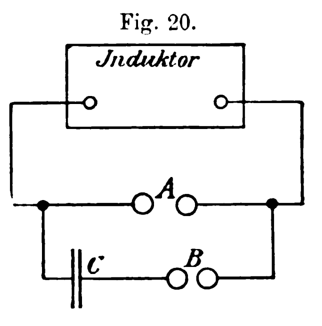
menen Punkte eine sehr schöne Kurve, von da aber gestaltete sich die Sache durch einen unbekannten Einfluß fortwährend wechselnd, so daß die aufgenommenen Punkte vollkommen verstreut schienen, wiewohl die untersten Punkte die genaue Fortsetzung der begonnenen Kurve bildeten. Eine Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung konnte nicht sofort gefunden werden. Nach Ersatz der Spitzen durch Stahlkugeln wurde zwar eine eindeutig bestimmte Kurve von großer Schärfe erhalten. Es wurde jedoch in den sonst schön und gesetzmäßig verlaufenden Kurven stets ein sonderbarer Buckel (Fig. 19) gefunden, dessen Ursache ebensowenig zu ergründen war. Einmal mußte jedoch eine kleine Abänderung an der Zuleitung getroffen werden und zeigte sich nach Wiederaufnahme der Versuche, daß sich



die Ueberschlagsweite bei gleichen Spannungen und Kugeln um etwa 40 % vergrößert hatte. Es ließ sich nun durch einige Versuche nachweisen, daß eine ganz kleine Veränderung der Lage der Zuleitungen, Veränderungen der Schlagweite bis zu 50 % hervorbrachte, und bei weiteren Verschiebungen der Drähte im gleichen Sinne die Länge der Funkenstrecke von einem Maximum zu einem Minimum überging. Da dies nur auf Kapazitätswirkungen zurückzuführen war, wurden zur Feststellung auf den Stielen der Elektroden kreisförmige Scheiben von 1 dcm Durchmesser verschiebbar befestigt. Durch Aufsetzen und Verschieben dieser Scheiben wurde der erwähnte Buckel verschoben, trat weniger scharf hervor und konnte ganz zum Verschwinden gebracht werden. Die Scheiben befanden sich hierbei mehrere Zentimeter hinter den Kugeln. Es scheint hier sonach eine Art Resonanz vorzuliegen, welche Ansicht durch den folgenden Versuch unterstützt wird, der zugleich zeigt, daß noch weitere elektrische Schwingungen mit im Spiele sein können.

Parallel zur Hauptfunkenstrecke A (Fig. 20) wurde ein zweiter Stromkreis geschaltet, der aus einer Kapazität C und einer kleineren Funkenstrecke B bestand. Die Kapazität bestand aus einer Hartgummiplatte von ca. 1 qm Fläche und 10 mm Dicke, auf beiden Seiten mit Stanniol belegt. Nach jedem Funkenüberschlag wurde die Nebenfunkenstrecke B etwas vergrößert, die Spannung jedoch konstant gehalten. Bei zunehmender Entfernung der Kugeln B, zwischen welchen fortwährend heftige Entladungen stattfanden, wurden die Schlagweiten der Hauptfunkenstrecke in einer Weise beeinflußt, daß die Kugeldistanz bis zu 10 % ihres anfänglichen Wertes schwankte, und zwar in wellenförmiger Zu- und Abnahme mit der Verlängerung der Nebenfunkenstrecke. Regelmäßigkeit war keine vorhanden und traten alle 1—3 cm wieder Maxima auf. Bei einem Abstande der Kugeln der Nebenfunkenstrecke von 85—88 mm stieg die Schlagweite zwischen den Hauptkugeln trotz konstant gehaltener Spannung von 60 000 Volt von 118 auf 170 mm und fiel wieder auf den ursprünglichen Wert, wenn die Nebenfunkenstrecke nur um etwa $^1/_{100}$ mm größer oder kleiner gemacht wurde. Man befindet sich sonach hier in einer Zone ausgesprochener Resonanz, wogegen bei geringeren Abständen der Nebenkugeln verschiedene Einflüsse, alle in wellenförmiger Abhängig-

Fig. 20.



keit von der Kugeldistanz B übereinander gelagert sind. Die Mikrometerschraube zum Verstellen der Nebenkugeln wurde nun so eingestellt, daß die überbrückte Entfernung A bei 60000 Volt Spannung am größten war, sodann wurden die Nebenkugeln unberührt gelassen. Wurde nun mit den anderen Kugeln in Funktion der Spannung eine Kurve aufgenommen, so zeigt sich, daß bei der Spannung von 60 000 Volt der Gipfel eines der vorerwähnten Buckel war.

Bei einem anderen Versuche war mit der aus den gleichen Kugeln bestehenden Hauptfunkenstrecke eine zweite ganz kleine Funkenstrecke von ein paar Zehntelmillimeter Länge in Serie geschaltet und genügte dies, die Schlagweite bedeutend zu erhöhen.

Bei Betrachtung dieser Versuchsergebnisse läßt sich die Erscheinung der verstreuten Punkte der Aufnahmen des ersten Versuches dadurch erklären, daß die einem Pakete entnommenen Nadeln verschieden in ihrer Länge waren, wodurch, da der Abstand immer zwischen den Spitzen gemessen wurde, die Nadelhalter mit ihren nicht zu vernachlässigenden Stirnflächen bei jedem Punkte wieder in eine andere relative Lage zueinander kamen, und sich infolgedessen die Kapazität des Systemes mit der Vergrößerung der Funkenstrecke änderte.

Es kann eine Schlagweitekurve sonach keinen reinen Charakter haben, da mit der wechselnden Entfernung der Elektroden sich auch die Kapazität der Elektroden, die durch die einander gegenüberstehenden Elektrodenflächen gebildet wird, sich ebenfalls ändert, somit zwei Variable im Spiele sind. Hierdurch läßt es sich auch erklären, daß die Schlagweitekurven zweier verschiedener Elektrodenformen sich schneiden können.

Auffallend hierbei ist, daß die Schlagweitekurve der Nadeln gegenüber jener der Kugeln in diesem Falle kleinere Entfernungen aufwies, trotz der allgemeinen Ansicht, daß Spitzenelektroden das Durchschlagen der Luft erleichtern, was Walter dem geringeren Uebergangswiderstand zuschreibt. Es ist hiernach sehr wahrscheinlich, daß die durch die Elektroden gebildete Kapazität im Vereine mit der zufällig vorhandenen Selbstinduktion von vorwiegendem Einfluß ist, gegen welchen die eigentliche Form der Elektroden fast ganz in den Hintergrund tritt.

Trotzdem ist die von Walter aufgestellte Beziehung $V = a + b d$ bei höheren Spannungen annähernd fast überall zutreffend, mit Ausnahme der ausgesprochenen Resonanzstellen.

Eine allgemeine Regel über die absolute Länge der Schlagweite ist nach Vorstehendem daher immer etwas Unsicheres und jedenfalls nur mit Vorsicht anzuwenden.

W. Voege[1]) suchte, da der Zusammenhang zwischen Schlagweite und Spannung für Funken von wenigen Zentimetern Länge durch vorhergehende Untersuchung und Messungen ziemlich zuverlässig festgestellt ist, die für größere Funkenstrecken gefundenen Spannungswerte, insbesondere die von Overbeck und dem Komitee für Normalien des American Institute of Electrical Engineers angegebenen jedoch größere Differenzen aufweisen, in diesen Gegenstand Klarheit zu bringen. Es wurden für die Versuche zwei verschiedene 50 cm-Induktorien benutzt, welche von einem mit Wechselstrom gespeisten Gleichstrom-Wechselstromumformer erregt wurden. Die Sekundärspannungen wurden durch Multiplikation der primären Maximalspannungen mit dem Uebersetzungsverhältnis bestimmt. Zur Bestimmung der maximalen Primärspannung wurde vorerst die effektive Spannung des Induktors mit einem Hitzdrahtvoltmeter gemessen und das Verhältnis zwischen maximaler und effektiver Spannung, sowie der Formfaktor c aus der Kurvenform mittels eines Wehneltschen Oszillographen oder der Braunschen Röhre durch Vergleichung mit einer entsprechenden Gleichstromspannung bestimmt. Der Faktor c, welcher für reinen Sinusstrom 1,41 beträgt, schwankte nach der Kurvenform von 1,45 bis 2,14.

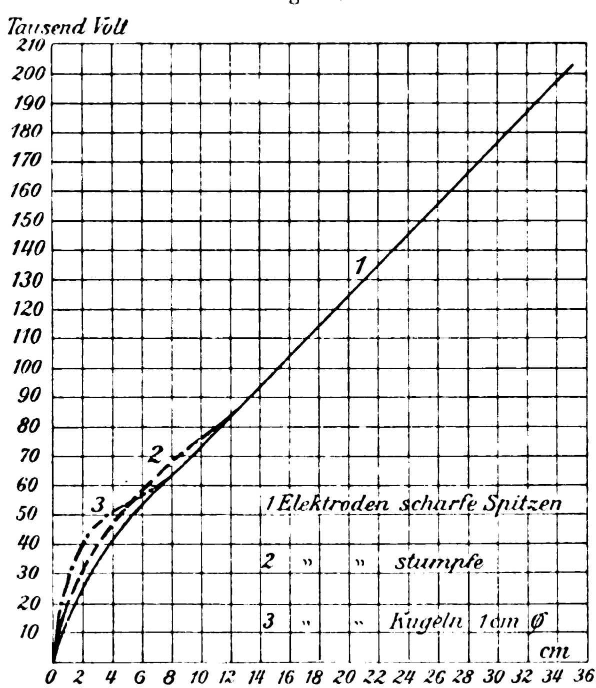
In der Tabelle sind die vom Untersucher ermittelten Werte im Vergleiche mit den durch Multiplikation mit $c = \sqrt{2}$ auf Maximalspannung umgerechneten Werten des Institute of Electrical Engineers gegeben und zeigt sich hier eine zufriedenstellende Uebereinstimmung.

Funkenlänge cm	Werte von Voege	Werte von American Institute of Electrical Engineers	Abweichungen Prozent
10	73,200	73,500	+ 0,4
12	82,600	83,100	+ 0,6
14	92,000	93,000	+ 1,7
16	101,000	102,500	+ 1,46
20	119,000	122,000	+ 1,72
25	140,600	146,000	+ 3,7
30	165,700	170,000	+ 2,5
35	190,900	194,800	+ 2,0

[1]) A. d. Ph. Bd. 14, 1904, S. 556.

Fig. 21 gibt eine graphische Darstellung der gefundenen Werte. Von 10 cm Funkenlänge an verläuft die Kurve geradlinig. Man ersieht auch aus dieser Figur, daß die Art der Elektroden für kleine Funkenlängen eine viel größere Rolle spielt als für große. Für kleinere Funkenlängen liegt der zu überwindende Widerstand hauptsächlich an der Uebergangsstelle zwischen Metall und Luft und kommt die Länge der Funkenstrecke noch weniger in Betracht. Anders ist dies bei

Fig. 21.



größeren Funkenlängen, da, wenn die Spannung bereits einen solchen Betrag erreicht hat, daß der Uebergangswiderstand ohne weiteres überwunden wird, der Widerstand der Luft in erster Linie in Betracht kommt. Dieser Widerstand kann nach Voege proportional der Länge des Luftweges gesetzt werden, wenigstens bis zu 40 cm Schlagweite.

Für Funkenlängen von 10—40 cm in Luft lautet daher das Schlagweitegesetz

$$V = 4800\, d + 24\,000,$$

worin V die Spannung und d die Dicke der Luftschicht in Zentimetern bedeutet.

Nach späteren Untersuchungen des gleichen Verfassers[1]) ist dieses Schlagweitegesetz auch für alle gasförmigen, flüssigen und festen Körper in der allgemeinen Form $V = Ad + B$ gültig, worin A und B zwei Konstante bedeuten.

Dr. G. Benischke[2]) spricht sich in seiner Arbeit „Ueber den Einfluß der Unterteilung einer Funkenstrecke und der Kapazität auf Funkenentladungen" dahin aus, daß die Messungen von Walter und Voege, weil im Laboratorium mit Funkeninduktoren angestellt, keinen technischen Wert haben. Auch ist die von diesen angewendete Berechnung des Scheitelfaktors der sekundären Spannung aus der primären effektiven Spannung, dem primären Scheitelfaktor und dem Uebersetzungsverhältnis unzulässig, weil wegen des hohen Widerstandes der sekundären Wicklung und der großen magnetischen Streuung schon durch die dem Funkenüberschlag vorausgehenden Entladungen ein bedeutender Spannungsabfall und eine bedeutende Veränderung des sekundären Scheitelfaktors bewirkt wird.

Das von Walter aufgestellte Gesetz $V = a + bd$ erscheint ihm dagegen, wenn keine störenden Einflüsse vorhanden sind, recht wahrscheinlich. Einwandfreie Messungen über Wechselstromentladungen, also auch über die Konstanten a und b, können seiner Ansicht nach nur mit Transformatoren von mindestens 5 Kilovoltampere normaler Leistung und geringer Streuung durchgeführt werden.

Wie sich aus allem diesem ergibt, ist das elektrische Durchschlaggesetz noch durchaus nicht einwandfrei festgestellt und wird es noch einer Reihe von Untersuchungen und Messungen bedürfen, um es als vollkommen brauchbar hinstellen zu können. Es müssen bei diesen Untersuchungen nicht nur die elektrisch in Betracht kommenden Größen, als Wellenform, effektive und maximale sekundäre Spannung, vorher genau festgestellt werden, sondern ist auch die chemische und physikalische Beschaffenheit des zu untersuchenden Dielektrikums einer eingehenden Würdigung zu unterziehen, da die Dielektrizitätskonstante jedenfalls von der chemischen Zusammensetzung und den unmittelbaren physikalischen Einwirkungen abhängig ist und es sich so erklärt, daß verschiedene Beobachter unter sonst ganz gleichen Versuchsbedingungen abweichende Ergebnisse erzielten. Bei der großen Wichtigkeit dieser Frage für die praktische Elektrotechnik wäre es von großem Werte, wenn eine über die nötigen Mittel verfügende

[1]) E. T. Z. 1904, S. 1033.
[2]) E. T. Z. 1905, S. 7.

elektrotechnische Vereinigung deren Lösung durch moralische und materielle Unterstützung zu fördern trachten würde.

Resonanzinduktorien[1]). Die rationelle Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen ist eine wichtige Aufgabe der Technik geworden. Die gebräuchlichste Methode beruht auf dem Ausgleiche hochgespannter Elektrizitätsmengen im elektrischen Funken, und besteht der erste Schritt zur Einleitung des Schwingungsvorganges in der Anhäufung elektrischer Massen zu einer solchen Potentialdifferenz, welche im stande ist, eine Luftstrecke zu durchbrechen.

Ursprünglich, wo wie bei der ersten Anordnung von Marconi nur ein einfacher aufsteigender Luftleiter mit Funkenstrecke und Erdverbindung verwendet wurde, bereitete die Ladung wegen des geringen Fassungsvermögens des Sendegebildes keine Schwierigkeiten und genügte ein Induktorium von ca. 20 cm Schlagweite mit einfachem Hammerunterbrecher vollauf, um dem Sender die erforderliche Spannung zuzuführen. Seit der Verwendung des von Braun für Zwecke der drahtlosen Telegraphie eingeführten Thomsonschen Schwingungskreises als Erreger des Sendedrahtes ist ein Bedürfnis für Einrichtungen vorhanden, welche größere Elektrizitätsmengen zu liefern vermögen.

Bei Versuchen, Kapazitäten von der Größenordnung 5000 bis 15 000 cm mit den bekannten Hilfsmitteln, als Induktorien und Gleichstromunterbrechern, oder mit Wechselstrom und Wechselstromtransformatoren aufzuladen, zeigten sich die Uebelstände, daß die wirksame Spannung gegenüber Leerlauf sehr stark zurückgeht, der Stromverbrauch ein außerordentlich hoher ist und der Funke Neigung zum „Inaktivwerden“ durch Flammenbogenbildung an den Polen der Funkenstrecke hat. Es ist nämlich eine Vorbedingung für das Entstehen schneller elektrischer Schwingungen nach der Funkenmethode, daß die Spannung plötzlich abfällt. Setzt daher der Funke, wie dies häufig vorkommt und sich auch an den Hörnerblitzableitern beobachten läßt, zu früh ein, so daß der nachfolgende Kurzschlußstrom noch sehr stark ist, so bildet sich ein Flammenbogen und der Funke wird „inaktiv“.

Bei von Dr. Georg Seibt durchgeführten Versuchen wurde nun beobachtet, daß die Leistungsfähigkeit eines Induktoriums bei einer bestimmten Kapazitätsbelastung in Bezug auf Funkenlänge und Funkengüte ein Maximum aufweist. Die weitere Untersuchung führte zu einer einfachen Erklärung dieser Erscheinung und zu einigen für den Bau

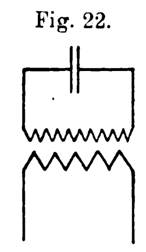
---

[1]) E. T. Z. 1904, S. 276.

und Betrieb der Induktorien sehr wertvollen Ergebnissen. Insbesondere hat es sich als zweckmäßig erwiesen, den primären mit dem sekundären Stromkreise lose zu koppeln und auf Resonanz zwischen der eingeleiteten und der Eigenschwingung der Anordnung einzustellen.

Die so geschaffenen Induktoren, welche als Resonanzinduktoren oder Resonanztransformatoren bezeichnet werden können, werden nunmehr in der Praxis fast allgemein angewendet und ist es demnach Dr. Seibt zu danken, daß er die für die Wirkungsweise und den Bau dieser Induktorien maßgebenden Gesichtspunkte festgelegt und deren Theorie entwickelt hat. Stellt Fig. 22 schematisch ein sekundär mit Kapazität belastetes Induktorium dar, so gelten für selbes unter Anwendung der gebräuchlichen Bezeichnungen folgende fundamentale Differentialgleichungen:

Fig. 22.



$$\left.\begin{aligned} E_1 + J_1 w_1 + L_1 \frac{dJ_1}{dt} + M \frac{dJ_2}{dt} &= 0 \\ E_2 + J_2 w_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} + M \frac{dJ_1}{dt} &= 0 \\ J_2 = C \frac{dE_2}{dt} & \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Bei der vereinfachenden Annahme, daß das Induktorium mit sinusartigem Wechselstrome gespeist wird, erhalten diese Gleichungen unter Anwendung der jetzt gerechtfertigten symbolischen Darstellungsweise folgende Gestalt:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{E}_1 + I_1 w_1 + i\,\omega\, L_1 I_1 + i\,\omega\, M I_2 &= 0 \\ \mathrm{E}_2 + I_2 w_2 + i\,\omega\, L_2 I_2 + i\,\omega\, M I_1 &= 0 \\ I_2 = i\,\omega\, C\, \mathrm{E}_2 & \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Durch die Einführung der Symbole werden sämtliche Rechnungen rein algebraisch und lassen sich demnach, wenn eine Größe gegeben ist, sämtliche übrigen durch die Operationen der Substitution und Elimination ermitteln.

Es sei im vornhinein erwähnt, daß hier zwischen zwei Arten der Resonanz unterschieden werden kann und zwar der Spannungsresonanz und der Strom- oder der magnetischen Resonanz, wobei die erstere durch das Anschwellen der sekundären Spannung zu einem Maximum, die letztere durch das Sinken des primären Stromes auf ein Minimum gekennzeichnet ist.

Betrachtet man vorerst die Spannungsresonanz, so ergibt, wenn I_1 und I_2 aus Gl. (2) eliminiert werden,

$$\mathrm{E}_1 = \frac{\mathrm{E}_2}{M} \Big\{ L_1 + C \left[w_1 w_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) \right] + i \left[\omega C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega} \right] \Big\} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

Um einen schnellen Ueberblick über das Eintreten eines Resonanzeffektes zu erhalten, ist es am besten, vorerst die Verluste zu vernachlässigen. Setzt man daher in erster Annäherung

$$w_1 = w_2 = 0,$$

so erhält man aus Gl (3)

$$\mathrm{E}_1 = \frac{\mathrm{E}_2}{M} \left[L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2) \right] \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

Ist die Kopplung zwischen dem primären und sekundären Stromkreise vollkommen fest oder durchsetzen sämtliche Kraftlinien der einen Spule auch die andere, und wird die Selbstinduktion der Maschine verschwindend klein, welche Annahme angenähert dann zutrifft, wenn ein guter, technischer Transformator von einer Zentrale mit großer Leistungsfähigkeit gespeist wird, dann ist

$$M^2 = L_1 L_2$$

und

$$\mathrm{E}_1 = \mathrm{E}_2 \frac{L_1}{M} = \mathrm{E}_2 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}.$$

Die Selbstinduktionen verhalten sich nun wie die Quadrate der Windungszahlen n_1 und n_2 und es wird

$$\mathrm{E}_1 = \mathrm{E}_2 \frac{n_1}{n_2}$$

oder in reeller Schreibweise

$$E_1 = E_2 \frac{n_1}{n_2}. \quad \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

Die Spannungen verhalten sich demnach, welches auch die Periodenzahl und die Kapazitätsbelastung sein möge, stets wie die Windungszahlen der Spulen und findet demnach eine Spannungssteigerung über das Uebersetzungsverhältnis hinaus nicht statt.

Bei einer elastischen Kopplung hingegen, welche dann eintritt, wenn die beiden Spulen magnetische Streulinien besitzen oder das Induktorium von einer Maschine gespeist wird, welche in Bezug auf Leistung in der Größenordnung des Induktoriums liegt, ist die Selbstinduktion der Maschine als ungekoppelt zu rechnen. Nach dieser Auffassung bedeutet E_1 im folgenden nicht mehr die Klemmenspannung, sondern die in der Maschine induzierte Spannung und ist dann

$$M^2 < L_1 L_2$$

oder mit Einführung eines Kopplungsfaktors k^2

$$M^2 = k^2 L_1 L_2.$$

Hierdurch besteht nun die Möglichkeit, daß der Klammerausdruck in Gl. (4) gleich Null und somit die sekundäre Spannung unendlich groß wird. Das Anwachsen der Amplitude deutet nun auf eine Resonanzwirkung zwischen der eingeleiteten und der Eigenschwingung des Systemes hin. Die Bedingung für die Resonanzwirkung schreibt sich daher

$$L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2) = 0,$$

oder wenn die Periodenzeit T und der Kopplungsfaktor k^2 eingeführt wird,

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)}. \quad \ldots \ldots \quad 6)$$

Bei vollkommen starrer Kopplung, also wenn $k^2 = 1$, liefert die Formel eine unendlich schnelle Schwingung für die Resonanz, was praktisch nicht zu erreichen ist. Bei magnetischer Lostrennung der beiden Stromkreise wird $k^2 = 0$ und geht diese Formel in die bekannte Thomson-Kirchhoffsche Formel

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2}$$

über. Zwischen diesen beiden Grenzfällen liegt aber eine unendliche Anzahl von Kopplungsgraden und ist man sonach in der Lage, bei sehr verschiedenen Periodenzahlen und Kapazitätsbelastungen einzig durch die richtige Wahl der Kopplung Resonanz zwischen der eingeleiteten und der Eigenschwingung herzustellen. $k^2 = 0$ ist derjenige Fall, bei welchem man zur Erzielung von Resonanz mit der geringsten sekundären Selbstinduktion, also auch mit dem wenigsten Kupfer auskommt. Bei verschwindender Kopplung wird aber auch die Energieübertragung von der primären auf die sekundäre Spule geringer, weshalb sich daher auch im Zustande der Resonanz nur mäßige Sekundärspannungen ausbilden können. Der Uebergang zu vollkommen loser Kopplung gelangt mathematisch dadurch zum Ausdruck, daß in der Gl. (4) nicht nur der Klammerausdruck, sondern auch der Nenner gleich Null wird, so daß die rechte Seite der Gleichung die Form eines unbestimmten Symboles annimmt, dessen Wert nicht bestimmbar ist. Nimmt man auf die wirklichen Verhältnisse übergehend, Dämpfung durch Stromwärme und Hysteresis im Eisen und im Dielektrikum der Kapazität an, so bedarf es keines weiteren Beweises, daß bei vollkommen loser Kopplung die Sekundärspannung unendlich klein bleiben muß.

Die Grenze, bis zu welcher man mit der Kopplung herabgehen darf, ohne die freie Entwicklung der Sekundärspannung zu behindern, hängt daher wesentlich von der Stärke der Dämpfung der beiden Stromkreise ab, und ist es sohin notwendig, deren Einfluß einer besonderen Untersuchung zu unterziehen.

Die Widerstandsdämpfung ist bereits in Gl. (1) in richtiger Weise zum Ansatz gebracht. Eine Berechnung der magnetischen und dielektrischen Hysteresis läßt sich jedoch nicht durchführen und erübrigt daher nichts anderes, als diese Verluste entweder gänzlich zu vernachlässigen oder ihnen näherungsweise durch einen Zuschlag zu den Widerständen Rechnung zu tragen. Aus diesem Grunde können auch die folgenden Betrachtungen über die Dämpfung nur qualitative, aber keine quantitativen Ergebnisse bringen.

Betrachtet man das imaginäre Glied in der rechten Seite der Gl. (3), so findet sich dort der Summand $\frac{w_1}{\omega}$ mit negativem Vorzeichen, welcher nur von der Periodenzahl und dem Widerstande, nicht aber auch von dem Kopplungsgrade abhängig ist. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, daß auch bei vollkommen starrer Kopplung Resonanz eintreten kann. Setzt man ω einmal gleich 0, das andere Mal gleich ∞, so wird E_2 jedesmal gleich 0. Es muß dazwischen nun ein Wert von ω liegen, für welchen E_2 ein Maximum wird. Setzt man in Gl. (3)

$$L_1 + C\,[w_1 w_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2)] = a,$$

$$\omega\, C\,(L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega} = b,$$

so lautet die reelle Form der Gleichung

$$E_1 = \frac{E_2}{M} \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Das Maximum von E_2 tritt dann ein, wenn $a^2 + b^2$ ein Minimum wird. Bei fester Kopplung wird a^2 unabhängig von ω und ist daher nur $\frac{d b^2}{d \omega}$ zu bilden und gleich Null zu setzen.

Es wird

$$\frac{d b^2}{d \omega} = 2 \left[\omega\, C\,(L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega}\right]\left[C\,(L_2 w_1 + L_1 w_2) + \frac{w_1}{\omega^2}\right] = 0.$$

Diese Gleichung ist nur dann erfüllt, wenn der erste Klammerausdruck für sich gleich Null und daher

$$\omega^2 = \frac{w_1}{C\,(L_2\, w_1 + L_1\, w_2)}$$

oder

$$T = 2\pi \sqrt{C\left(L_2 + L_1 \frac{w_2}{w_1}\right)} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 7)$$

wird und geht dann die Formel, wenn der sekundäre Widerstand ein mäßiger ist, über in

$$T \backsim 2\pi \sqrt{C\, L_2}.$$

In diesem Falle übernimmt, wie noch gezeigt werden wird, die sekundäre Spule die Magnetisierung des Eisenkernes allein und wird infolgedessen der primäre Strom und die primäre Stromwärme ein Minimum. Ist anderseits der primäre Widerstand gering, der sekundäre hingegen groß, so wird die Periodenzeit sehr lang, und da der Ladestrom der Kapazität hierdurch sinkt, auch die sekundäre Stromwärme gering.

Es ist daher das Auftreten eines Maximums der sekundären Spannung bei fester Kopplung nicht als ein Resonanzeffekt im gewöhnlichen Sinne, sondern als eine Begleiterscheinung des Minimums der Verluste zu deuten.

Die Kurve für den sekundären Spannungsverlauf ist in diesem Falle sehr flach und erhebt sich nicht über den Wert hinaus, welcher dem Uebersetzungsverhältnisse entspricht.

Das Verhalten des Induktoriums bei loser Kopplung hat eine ungleich größere Bedeutung als diese durch die Dämpfung hervorgerufene Nebenerscheinung.

Gl. (3) ist jedoch so kompliziert, daß sie die Uebersicht über den Einfluß der einzelnen Größen erschwert. Es ist daher nötig festzustellen, welche Größen gegenüber den anderen vernachlässigt werden können und in welchen Fällen dies statthaft ist. Um die analytische Behandlung abzukürzen, wählte Dr. G. Seibt ein praktisches Beispiel und stellte nach Gl. (3) in den Fig. 23 bis 25 eine Anzahl Kurven her, welche den Verlauf der sekundären Spannung veranschaulichen.

Die der Fig. 23 zu Grunde gelegten Daten sind folgende:

$$w_1 = 0{,}075,\; w_2 = 2000,\; L_1 = 0{,}1,\; L_2 = 1000,\; C = 0{,}01\,.\,10^{-6}.$$

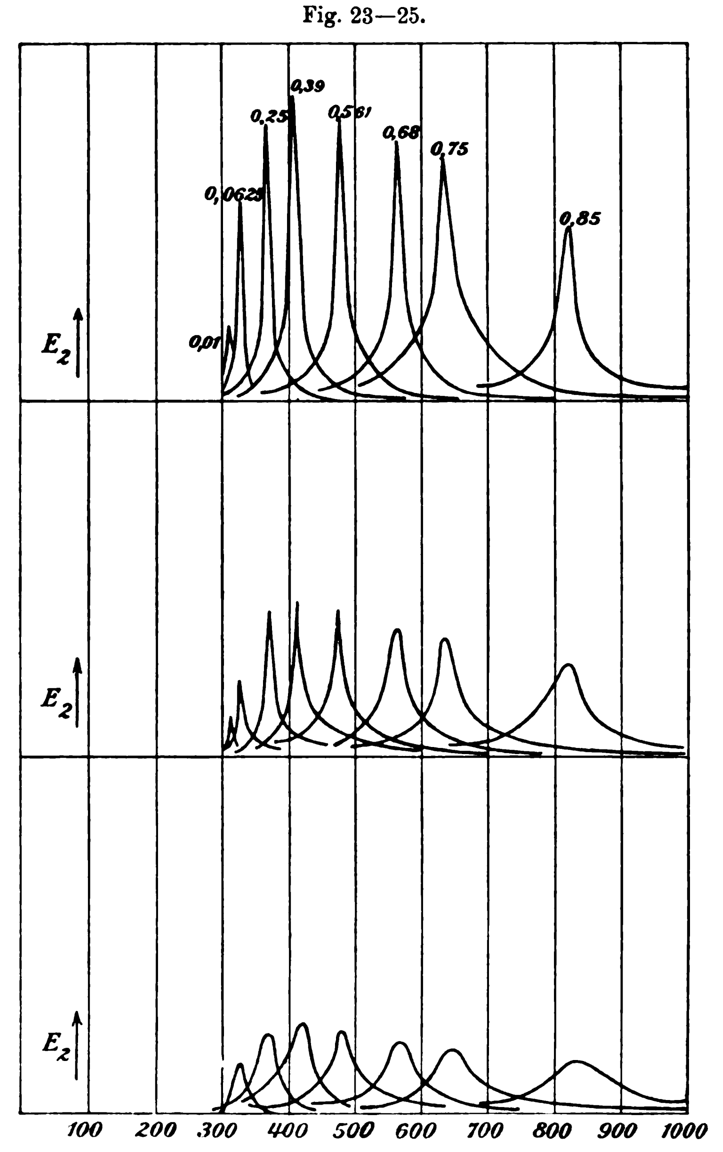
Für die Fig. 24 wurden die Widerstände doppelt so groß, d. i. $w_1 = 0{,}15$ und $w_2 = 4000$, und für Fig. 25 $w_1 = 0{,}25$ und $w_2 = 7500$ angenommen.

Bei der Darstellung der Kurven wurde mit größter Vorsicht vorgegangen, um jeden Fehler zu vermeiden und namentlich die Lage

und Größe des Maximums durch eine Reihe von dicht nebeneinander liegenden Punkten festgelegt.

Es zeigte sich hierbei nun, daß das Maximum jedesmal dann

Fig. 23—25.



auftrat, wenn der reelle Teil der Klammer in Gl. (3) gleich Null wurde, sohin

$$L_1 + C\,[w_1\,w_2 - \omega^2\,(L_1\,L_2 - M^2)] = 0.$$

Da sich hierin $C w_1 w_2$ als außerordentlich kleine Größe erwies, konnte sie unbeschadet der Genauigkeit vernachlässigt werden.

Es kann sonach die Lage des Maximums in allen Fällen, in welchen die Dämpfung von der angenommenen Größenordnung ist, nach der einfachen Formel

$$L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2) = 0$$

oder

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)}$$

berechnet werden.

Wie bei anderen Resonanzeffekten, ist auch hier die Dämpfung ohne nennenswerten Einfluß auf die Schwingungsdauer, bei welcher Resonanz eintritt.

Für die Amplitude der sekundären Spannung erweist sich bloß der imaginäre Teil der Gl. (3) als maßgebend und wird daher

$$E_2 = \frac{M E_1}{\omega C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega}}.$$

Sowohl hieraus als auch aus einem Vergleiche der Kurvenscharen zeigt sich der entscheidende Einfluß der Dämpfung auf die Amplitude. Bei Verdopplung der Widerstände (Fig. 24) sinken die Amplituden auf die Hälfte und der Anstieg der Kurven wird erheblich flacher.

Der Einfluß der Kopplung zeigt sich nach drei Richtungen, und zwar ist die Schwingungsdauer, bei welcher Resonanz eintritt, in hohem Maße von der Kopplung abhängig und wird zweitens die Resonanz umso schärfer, je loser die Kopplung ist, und ändern sich drittens die Scheitelwerte der Kurven mit Aenderung der Kopplung.

In den zwei letzten Punkten ist die Verschiedenheit des Charakters der Kurven nicht bloß auf den Kopplungsgrad, sondern auch auf die mit demselben im Zusammenhange stehende verschiedenartige Wirkung der Dämpfung zurückzuführen. So ist bei sehr loser Kopplung der primäre Widerstand ohne Belang und kommt für die Schärfe der Resonanz bloß der sekundäre Widerstand und für die Größe der Spannung außerdem noch die in der sekundären Spule induzierte E. M. K. in Betracht. Bei festerer Kopplung wird die induzierte E. M. K. zwar größer, es wächst aber, da zur Herstellung der Resonanz eine höhere Periodenzahl erforderlich ist und die Stromstärken damit steigen, auch der Einfluß der Dämpfung sehr stark, so daß auch hier die Amplitude nur von mäßiger Größe sein kann.

Zwischen den beiden Grenzfällen liegt ein mittlerer Kopplungsgrad, für welchen die Amplitude ihren höchsten Wert erreicht.

In den dargestellten Kurvenscharen liegt die günstigste Kopplung zwischen $k^2 = 0{,}39$ und $0{,}561$.

Setzt man zwecks genauerer Berechnung in die vorstehende Gleichung

$$M = k\sqrt{L_1 L_2}$$

und

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{C L_2 (1-k^2)}},$$

so erhält man

$$E_2 = \frac{k E_1 \sqrt{L_1 L_2}\sqrt{C L_2 (1-k^2)}}{C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - w_1 C L_2 (1-k^2)}.$$

Der größte Wert von E_2 ergibt sich nun, wenn $\frac{d E_2}{d k} = 0$, und erhält man nach Durchführung der Differentiation für die günstigste Kopplung die einfache Beziehung

$$k^2 = \frac{L_1 w_2}{L_2 w_1 + 2 L_1 w_2}$$

und ist hiernach der günstigste Wert von k^2 gleich oder kleiner als 1/2. Die Abweichung von 1/2 ist umso größer, je größer der primäre und je kleiner der sekundäre Widerstand ist.

Für das gewählte Beispiel ist $k^2 = 0{,}421$.

Für den Entwurf von Resonanzinduktoren kann als Anhaltspunkt dienen, daß $k^2 = 1/2$ wird, wenn man die Selbstinduktion des Generators einschließlich der Ankerrückwirkung gleich der primären Selbstinduktion des Induktors macht.

Die Dämpfung durch die Hysteresis in den Kondensatoren wirkt wie eine Vergrößerung des sekundären Widerstandes, die Verluste im Eisen verteilen sich aber auf beide Kreise und wird man daher mit $k^2 = 1/2$, auf dessen genaue Einhaltung es übrigens nicht ankommt, annähernd den günstigsten Wert treffen.

Es bleibt nunmehr, um eine genauere Kenntnis von den Vorgängen im Induktorium zu erhalten, noch die Untersuchung der primären Stromaufnahme übrig.

Man erhält nun aus Gl. (2) nach Eliminierung von E_2 und I_2 und einigen Umformungen

$$\mathrm{E}_1 + I_1 \left\{ w_1 + \frac{\omega^4 M^2 C^2 w_2}{(1-\omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 w_2^2} + i\omega \frac{(1-\omega^2 C L_2)[L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2)] + \omega^2 C^2 w_2^2 L_1}{(1-\omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 w_2^2} \right\} = 0, \quad 8)$$

und wenn man die Widerstände vernachlässigt,

$$E_1 + I_1 i \omega \frac{L_1 - \omega^2 C(L_1 L_2 - M^2)}{1 - \omega^2 C L_2} = 0. \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

Die Betrachtung zweier charakteristischer Spezialfälle genügt, um einen Einblick darüber zu erhalten, innerhalb welcher weiter Grenzen sich die Stromstärke in Bezug auf Größe und Phase zu ändern vermag.

1. Fall: Die Bedingung für die Spannungsresonanz sei erfüllt, d. h.

$$L_1 - \omega^2 C(L_1 L_2 - M^2) = 0$$

oder

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)}.$$

In diesem Falle liefert die Gl. (9) einen unendlich großen Wert für die primäre Stromstärke. Dies ist leicht erklärlich, da sich für diesen Fall auch eine unendlich große Sekundärspannung ergeben hatte. Es muß daher der unendlich großen magnetisierenden Rückwirkung der sekundären Spule eine ebenso große Stromstärke entgegenwirken, damit sich das zur Ausbalancierung der primären Spannung erforderliche Kraftfeld einstellen kann.

Anderweits [1]) wurde bereits festgestellt, daß bei Wegfall der Dämpfung die Phase der primären Stromstärke labil ist und die geringste Aenderung der Periodenzahl oder der Kapazität genügt, um dem Ausdruck

$$L_1 - \omega^2 C(L_1 L_2 - M^2)$$

das Vorzeichen + oder — zu geben und die Phase zum Umschlagen zu bringen. Bei niedriger Periodenzahl oder Kapazität hinkt der Strom der Spannung gegenüber um 90° nach und eilt bei hoher Periodenzahl oder Kapazität um 90° vor. Würde man sich den sekundären Stromkreis einen Augenblick fortdenken, so erhielte man für den primären Strom den Wert

$$J = \frac{E}{\omega L}.$$

Das Hinzukommen der sekundären Spule wirkt demnach bei Resonanz gleichsam wie ein Kurzschluß der primären Wicklung und ist die primäre Selbstinduktion scheinbar auf Null gesunken oder hat einer unendlich großen Kapazität Platz gemacht.

Bei diesen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, daß beide Strom-

[1]) Ph. Z. 1903, S. 817.

kreise ungedämpft sind. Will man der Dämpfung Rechnung tragen, so kommt die Gl. (8) in Betracht. Im Falle der Spannungsresonanz wird der imaginäre Teil der Klammer sehr klein und kann zu Null gemacht werden, indem man eine geringe Verschiebung der Periodenzahl vornimmt. Gl. (8) wird dann

$$E_1 + I_1 \left\{ w_1 + \frac{\omega^4 M^2 C^2 w_2}{(1 - \omega^2 C L_2) + \omega^2 C^2 w_2^2} \right\} = 0. \quad . \quad . \quad 10)$$

Die vorher gewonnenen Ergebnisse ändern sich nun bei Berücksichtigung der Verluste wie folgt: Der primäre Strom ist ein reiner Arbeitsstrom und ist nicht mehr unendlich groß, sondern nimmt einen sehr großen endlichen Wert an. Die Phase des Stromes reagiert zwar noch sehr stark auf Aenderungen der Periodenzahl, wechselt aber nicht mehr sprungweise die Vorzeichen wie früher bei Vernachlässigung der Dämpfung. Die primäre Spule verhält sich elektrisch nicht mehr wie eine sehr kleine Selbstinduktion oder eine unendliche Kapazität, sondern wie ein endlicher Ohmscher Widerstand. Bei einem sekundären Widerstande gleich Null würde sich der primäre Strom so einstellen, als wenn man es mit einem Gleichstrom zu tun hätte.

Dieser Fall kennzeichnet sich durch die Bedingung

$$1 - \omega^2 C L_2 = 0$$

oder

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2}.$$

Die Gl. (9) liefert in diesem Falle für I_1, wie stark auch die Kopplung sein mag, immer den Wert Null und wird die Phase von I_1 wieder labil. Die Rückwirkung der sekundären Spule wird so kräftig, daß sie den Durchgang des Stromes in der primären Spule vollkommen versperrt. Es verhält sich daher die Primärspule in elektrischer Beziehung wie eine unendlich große Selbstinduktion oder eine unendlich kleine Kapazität.

Um auch hier die Verluste zu berücksichtigen, ist es erforderlich, auf Gl. (8) zurückzugreifen. Für

$$1 - \omega^2 C L_2 = 0$$

wird in dieser Gleichung der Zähler des imaginären Teiles sehr klein und völlig zu Null, wenn wieder eine kleine Verschiebung der Periodenzahl vorgenommen wird. In letzterem Falle wird

$$E_1 + I_1 \left\{ w_1 + \frac{\omega^4 M^2 C^2 w_2}{(1 - \omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 w_2^2} \right\} = 0,$$

und da

$$1 - \omega^2 C L_2$$

eine sehr kleine Größe ist, mit großer Annäherung

$$E_1 + I_1 \left(w_1 + \frac{\omega^2 M^2}{w_2} \right) = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

Der Strom besteht jetzt nur aus einer Wattkomponente, die aber sehr klein ist und gleich Null wäre, wenn der sekundäre Stromkreis ungedämpft bliebe. Physikalisch ist der Vorgang wie folgt zu erklären:

Die von der Maschine erzeugte Wechselzahl ist in Resonanz mit der Eigenschwingung des Sekundärkreises. Denkt man sie durch irgend eine Ursache erregt, so werden die Amplituden mit der Zeit schwächer und schwächer werden, bis die dem Systeme durch den äußeren Anstoß zugeführte Energie durch die Arbeitsleistung der Dämpfung verbraucht ist. In Wirklichkeit wird aber von der primären Seite aus Energie in solchem Maße nachgeliefert, daß die Verluste gerade gedeckt werden. Der Strom in der primären Spule nimmt unter diesen Umständen keinen Anteil an der Magnetisierung des Eisens, er ist ein reiner Wattstrom, dessen Aufgabe nur darin besteht, den sekundären Schwingungsvorgang aufrecht zu erhalten.

Dieser Vorgang läßt sich als Strom- oder magnetische Resonanz bezeichnen. Die Spannung ermittelt sich für diesen Fall aus Gl. (4), welche für

$$1 - \omega^2 C L_2 = 0,$$

$$E_1 = E_2 \omega^2 C M$$

oder

$$E_1 = E_2 \omega^2 C k \sqrt{L_1 L_2}$$

oder

$$E_1 = E_2 k \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

ergibt. Bei Leerlauf also für $C = 0$ erhält man aus Gl. (4)

$$E_1 = E_2 \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}.$$

Die Sekundärspannung beträgt sonach bei Stromresonanz das $\frac{1}{k^2}$ fache der Leerlaufspannung und ist, da $k^2 \leq 1$ ist, meist größer als diese. Der Grund hierfür liegt darin, daß die sekundäre Spule allein das Kraftfeld erzeugt und die primäre Spule gleichsam leer mitläuft. Die beiden Spulen vertauschen sonach ihre Rollen und die Sekundärspannung muß daher, sowie sie bei Leerlauf nur das k fache

der Uebersetzungsverhältnisse betrug, jetzt um das $\frac{1}{k}$ fache größer sein.

Die Stromresonanz ist dann von praktischer Bedeutung, wenn das Induktorium an eine Zentrale angeschlossen ist und zur Herabdrosselung der Spannung oder zu Regulierzwecken Widerstände in den primären Stromkreis eingebaut werden. Die Spannungsresonanz liegt dann wegen der festen Kopplung bei einer sehr hohen Kapazitätsbelastung und wird infolge der starken Dämpfung verwischt. Beim Ausproben der günstigsten Verhältnisse gelangt man daher von selbst in die Nähe der Stromresonanz, bei welcher wegen der geringen Stromstärke im primären Kreise der Einfluß der Dämpfung ein Minimum wird.

Fig. 26.

Der Fall der Stromresonanz hat mit dem früher behandelten Falle der Spannungsresonanz unter Berücksichtigung der Dämpfung eine gewisse Aehnlichkeit und geht für $k^2 = 1$ in diesen über.

Um ein Gesamtbild über den Verlauf der Stromstärke zu geben, dient der Kurvenzug (Fig. 26), welcher diesen Verlauf in seiner Abhängigkeit von der Kapazitätsbelastung veranschaulicht, wobei der erste Teil der Kurve, um deren Verlauf deutlicher hervorzuheben, in 20facher Vergrößerung als gestrichelte Linie gesondert aufgetragen ist. Der Kopplungsfaktor ist $k^2 = 0{,}38$ und die Periodenzahl zu 50 angenommen, im übrigen sind aber die gleichen Daten wie für die Konstruktion der Fig. 23 benutzt worden.

Im unbelasteten Zustande ist der Strom

$$J_1 = \frac{E_1}{\sqrt{w_1^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

und der Phasenwinkel entsprechend der Nacheilung des Stromes gegen die Spannung negativ. Mit zunehmender Kapazität nimmt der primäre Strom ab und erreicht für

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2}$$

ein Minimum und verwandelt sich gleichzeitig in einen reinen Arbeitsstrom. Bei Steigerung der Kapazität über die Stromresonanz hinaus kommt zu der Wattkomponente noch eine um 90^0 voreilende

wattlose Komponente. Die Amplitude wächst außerordentlich stark an, bis sie in der Nähe der Spannungsresonanz

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2 (1 - k^2)}$$

ihr Maximum erreicht. Die wattlose Komponente sinkt in rascher Abnahme auf Null herab und macht einer reinen Wattkomponente Platz. Bei weiterer Steigerung der Kapazität sinkt die Stromstärke wieder sehr schnell, wechselt ihre Phase und nähert sich für $C = \infty$ asymptotisch einem Grenzwert, welcher dem Kurzschluß der Sekundärspule entspricht, da eine unendliche Kapazität bei Wechselstrom einer metallischen Ueberbrückung gleicht.

Sieht man behufs Ermittlung des Grenzwertes von dem Einflusse der Widerstände ab, so liefert Gl. (9) für $C = \infty$ zunächst ein unbestimmtes Symbol. Differenziert man Zähler und Nenner, so erhält man

$$\mathrm{E}_1 + I_1 i \omega \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_2} = 0$$

oder in reeller Schreibweise

$$J_1 = E_1 \frac{L_2}{\omega (L_1 L_2 - M^2)}$$

oder auch

$$J_1 = E_1 \frac{1}{\omega L_1 (1 - k^2)}.$$

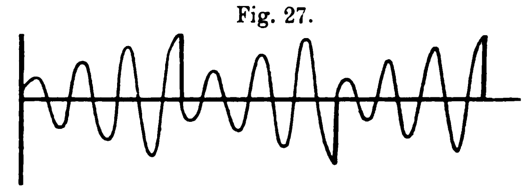
Im Betriebe hängt das Verhalten der Anordnung davon ab, ob man mit fester oder loser Kopplung in der Nähe der Spannungsresonanz arbeitet oder nicht. Bei Spannungsresonanz und loser Kopplung wird, wenn weiter angenommen ist, daß gerade eine Kondensatorentladung vorüber ist, ehe der nächste Funken einsetzen kann, die Sekundärspannung erst durch mehrere Impulse von der primären Seite auf die alte Höhe gebracht werden müssen. Man hat es sonach hier nicht mit dem der Theorie zu Grunde gelegten Beharrungsvermögen zu tun, sondern mit einem durch die Fig. 26 dargestellten zeitlichem Verlaufe. Die sekundäre Spannung verdankt ihre Höhe nicht einer zwangsweisen Verkettung, sondern einer Resonanzwirkung oder einer allmählichen Ansammlung von Schwingungsenergie, so daß das Induktorium nicht den geringsten Kurzschlußstrom durchzulassen vermag, wodurch der Funke „aktiv“ werden muß. Es läßt sich aus dem gleichen Grunde die Zahl der Funken durch kürzeres oder längeres Einstellen der Funkenstrecke oder durch Regulierung der primären Erregung innerhalb sehr weiter Grenzen ändern. Gelangt

sonach in der Empfangsstation als Wellenanzeiger ein Fritter zur Anwendung, von dem sich annehmen läßt, daß er auf Spannungsstöße anspricht, so ist es von Vorteil, die Zahl der Funken in der Sendestation nicht größer zu nehmen, als gerade notwendig ist, um Punkte und Striche herstellen zu lassen, wodurch man an Energie spart und die Sendeapparate schont.

Als interessante Folgerung ergibt sich, daß der primäre Strom beim Einsetzen des Funkens notwendigerweise fallen muß, so daß nicht nur die sekundäre Spannung, sondern auch der primäre und sekundäre Strom einen der Fig. 27 ähnlichen Verlauf nehmen wird.

Der primäre Strom hat die Aufgabe, nach erfolgter Entladung der Kondensatoren, den alten Schwingungszustand wieder herzustellen.

Fig. 27.



Er wird, weil er schon im Beharrungszustande nur aus einer Wattkomponente besteht, auch während der Zeit des Speisens des Induktoriums mit Schwingungsenergie ein reiner Nutzstrom sein und muß daher die Anordnung mit dem denkbar besten Wirkungsgrade arbeiten.

Bei Benutzung fester Kopplung oder bei größerer Entfernung von der Spannungsresonanz ändern sich jedoch die Verhältnisse. Wenn hier der Funke einsetzt, folgt ihm eine ununterbrochene Schar von Funken nach, der primäre Strom steigt und es bildet sich, wenn der Thomsonsche Kreis viel Selbstinduktion enthält, leicht ein Lichtbogen. Um diese Uebelstände abzuschwächen, werden Widerstände vorgeschaltet und die Anordnung auf Stromresonanz, also auf die Gleichung

$$T = 2\pi\sqrt{CL_2}$$

eingestellt. In diesem Falle weist die sekundäre Spannung auch bei starrer Kopplung ein Maximum auf. Ein größerer Lichtbogen kann nicht entstehen, weil die primäre Spannung in der funkenlosen Zeit weniger abgedrosselt wird, als während des Funkens. Die Widerstände wirken hier ähnlich wie die Beruhigungswiderstände bei den Bogenlampen, sind aber dennoch nichts anderes als ein Notbehelf, weil sie erst dann in Tätigkeit treten, wenn die zu vermeidende Erscheinung sich einzustellen beginnt.

Wird das Induktorium an Stelle von Wechselstrom mit unterbrochenem Gleichstrome gespeist, so erweist es sich aus einer Reihe

von Erwägungen für zweckmäßig, die Schließungszeit des primären Stromes möglichst abzukürzen und lieber mit geringer primärer Selbstinduktion zu arbeiten. Man darf indessen damit nicht zu weit gehen, da wenn der Impuls während des Oeffnens des Stromes sehr dicht auf jenen während der Schließungszeit folgt, beide einander entgegenwirken, wenn die sekundäre Strömung ihre Vorzeichen inzwischen nicht geändert hat. Wie weit man mit der Schließungszeit herabgehen kann, wird am besten durch den Versuch ermittelt.

Ein solches mit abgehaktem Gleichstrom betriebenes Induktorium stellt während der Oeffnungszeit ein schwingungsfähiges, der Resonanz zugängliches System dar, dessen Eigenperiode durch die Gleichung

$$T = 2\pi \sqrt{C_2 L_2}$$

ausgedrückt ist.

Während der Schließungszeit sind die Eigenschwingungen jedoch außerordentlich schnell und ist daher Resonanz mit denselben zu erreichen praktisch unmöglich. Es läßt sich aber das Tempo so wählen, daß die Verluste ein Minimum werden und ergibt die Bedingungen hierfür die Gleichung (7)

$$T = 2\pi \sqrt{C_2 \left(L_2 + L_1 \frac{w_2}{w_1}\right)}.$$

Da man nun bei Verwendung von Gleichstrom niemals ohne Vorschaltwiderstand arbeitet, wird der Ausdruck $L_1 \frac{w_2}{w_1}$ unter dem Wurzelzeichen im Verhältnis zu dem ersten Ausdrucke klein, so daß die Bedingungen für das beste Arbeiten während der Oeffnungs- und Schließungszeit zusammenfallen. Liegt ein Kondensator parallel mit dem Unterbrecher, so ändert dies das Ergebnis der Betrachtungen nur wenig. Bei offenem primärem Kreise ist dann die Eigenschwingung des Systems nach der Formel

$$T = 2\pi \sqrt{C_1 L_1 + C_2 L_2}$$

statt nach der Formel

$$T = 2\pi \sqrt{C_2 L_2}$$

zu berechnen. Setzt man nun in diese Formel die Werte des auf S. 35 gegebenen Beispiels ein und nimmt man für $C_1 = 0{,}5$ Mikrofarad an, so erhält man

$$T = 19{,}96 \,.\, 10^{-3}$$

statt wie nach der zweiten Formel



$$T = 19{,}86 \, . \, 10^{-3},$$

also nicht mehr wie eine Abweichung von rund $^1/_2\,\%$.

Die Anordnung stellt demnach in ihrer Gesamtheit bei Benutzung von ununterbrochenem Gleichstrom ein halb fest, halb lose gekoppeltes System dar. Es tritt durch die zeitlich lose Kopplung allerdings ein ziemlich ausgesprochenes Spannungsmaximum auf, aber da beim Einsetzen des Funkens der primäre Strom wegen der festen Kopplung zur Zeit des Stromschlusses ansteigt, gelingt die Beseitigung des Lichtbogens nicht mit jener Leichtigkeit wie bei Speisung der Primären mit Wechselstrom.

Es erweist sich demnach der Betrieb mit Wechselstrom in elektrischer Hinsicht viel günstiger als jener mit unterbrochenem Gleichstrom. Aber auch aus Gründen der Betriebssicherheit ist dem Wechselstrom der Vorzug vor dem Gleichstrom zu geben, da die Stromunterbrecher vielen Anlaß zu Störungen geben und großer Abnutzung unterworfen sind, während die wellentelegraphische Praxis absolute Betriebssicherheit, geringe Wartung und wenig Reparaturen sowie Einfachheit der Bedienung erfordert. Für größere Leistungen sind Gleichstromunterbrecher im vornhinein ausgeschlossen, aber selbst für mittlere Leistungen von etwa 5000 cm Kapazität werden diese Unterbrecher dort, wo kein Wechselstrom zur Verfügung steht, besser durch kleine Gleichstrom-Wechselstromumformer ersetzt, während nur für ganz kleine Leistungen der Wagnersche Hammerunterbrecher noch am Platze sein dürfte.

Für die Konstruktion und Berechnung der Resonanzinduktoren gelten zwar dieselben Gesetze wie für den allgemeinen Transformatoren- und Induktorenbau, doch kommt noch die neue Forderung hinzu, daß die Resonanzbedingung erfüllt wird.

Die Selbstinduktion der Röntgeninduktoren und Hochspannungstransformatoren war zumeist zu hoch bemessen und dies die Ursache, daß die Resonanz der langsamen Schwingungen übersehen wurde. So ist ein Röntgeninduktor von 40 cm Schlagweite bei Gleichstrombetrieb und Belastung mit einer einzigen Flasche von 2000 cm Kapazität schon bei 50 Unterbrechungen in der Sekunde in Resonanz. Zur Ladung einer solchen Kapazität reicht aber schon ein kleiner Induktor mit Hammerunterbrecher aus, so daß man früher die Resonanzwirkung, welche ein größeres Induktorium zur Voraussetzung hat, gar nicht in Betracht gezogen hat.

Jetzt aber, wo die Gesetze für die Resonanz bekannt sind, wird

man nur mehr Resonanzinduktoren bauen, weil mit diesen bei geringstem Energieaufwande die größte Wirkung zu erzielen ist.

Die im vorstehenden auszugsweise wiedergegebene Arbeit des Herrn Dr. Georg Seibt gab Veranlassung zu einer unerquicklichen Kontroverse[1]) zwischen Vertretern der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und dem genannten Herrn, aus welcher nur hervorgehoben werden soll, daß diese Gesellschaft schon zur Zeit der Veröffentlichung Resonanzinduktorien auf Grund eigener eingehender Versuche baute und die gegen Herrn Dr. Seibt erhobenen Vorwürfe und persönlichen Einwendungen bezüglich der erworbenen Patente, seitens unparteiischer Fachmänner, nach einer kontradiktorischen Verhandlung, geprüft und als unberechtigt befunden wurden.

Die Demonstration elektrischer Drahtwellen für ein größeres Auditorium[2]). Die Herren K. Schaum und H. Schulze verwenden zu diesem Zwecke ein Lechersches Schwingungssystem, für welches nach W. Coolidge sehr dünne Drähte von 0,1 mm Durchmesser benutzt werden. In einem solchen System findet an den Stellen der Bäuche der elektrischen Kraft ein Aufleuchten statt. Um dieses Aufleuchten einem größeren Auditorium zu zeigen, werden fluoreszierende Substanzen wie Chininsulfat, Bariumplatincyanür, Uranglas etc. benutzt.

Es ist nichts weiter nötig als einen mit Bariumplatincyanür bestrichenen Pappstreifen längs der parallelen Drähte zu führen. An den Bäuchen der elektrischen Kraft leuchtet dieser Streifen sodann deutlich auf. Die beiden verwendeten Paralleldrähte sind hierbei besser statt nebeneinander übereinander anzuordnen.

Mit solchen dünnen Drähten läßt sich ebenso die entladende Wirkung auf ein Elektroskop, das Dampfstrahlphänomen, oder die erhöhte Kondensation des Dampfstrahles sowie die Ozonbildung an den Stellen der Bäuche der elektrischen Kraft nachweisen. Die Wellenlänge soll jedoch bei diesen Versuchen nicht unter 80 cm herabgehen.

Untersuchung und objektive Darstellung von Flaschenbatterie und Induktionsströmen, sowie der Ladungs- und Entladungsströme von Kondensatoren[3]). Für die objektive Darstellung und photographische Aufnahme von Entladungskurven benutzte Franz Wittmann nach dem Blondel-Duddellschen Prinzipe hergestellte Oszillographen. Bei diesen Instrumenten be-

[1]) E. T. Z. 1904, S. 394, 494, 641 und 708.
[2]) A. d. Ph. 1904, S. 422.
[3]) A. d. Ph., Bd. 12, 1903, S. 373 und 805.

findet sich im unbeweglichen Felde eines starken Elektromagneten eine Schleife aus sehr dünnem Metallband, von sehr geringem Trägheitsmomente.

Die Wechselwirkung des die Schleife durchfließenden Entladungsstromes und des Magnetfeldes tordiert die Schleife und dreht sohin das auf die Mitte der Schleife geklebte Spiegelchen. Ein von einer Bogenlampe stammendes Lichtbündel wird auf das Spiegelchen und von diesem auf einen rotierenden Spiegel geworfen. Das von letzterem ausgehende konvergente Strahlenbündel fällt je nach dem Zwecke auf einen Schirm oder eine photographische Platte.

In der schematisch dargestellten Versuchsanordnung (Fig. 28) erscheint in den Schließungskreis der Flaschenbatterie C die Schleife Q

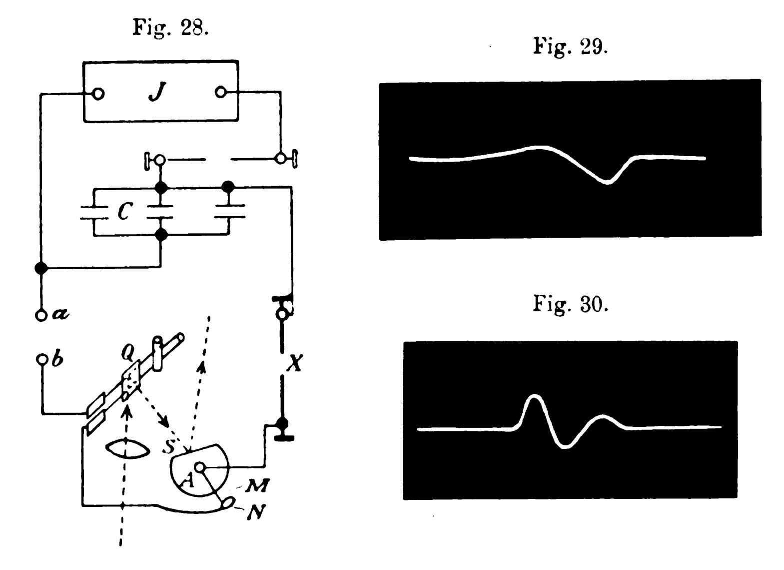


Fig. 28. Fig. 29. Fig. 30.

des Oszillographen, eine mit dem Drehspiegel A verbundene Entladungsvorrichtung MN und eine kleine Funkenstrecke X eingeschaltet. ab sind zwei Klemmen, zwischen welche ein Widerstand mit oder ohne Selbstinduktion, dessen Einfluß auf die Entladungserscheinung untersucht werden soll, festgeklemmt wird.

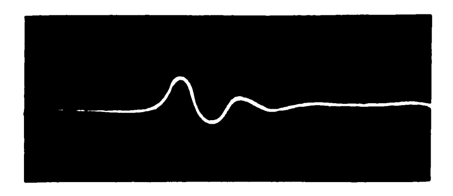
Der von dem rotierenden Spiegel reflektierte Lichtstrahl zeichnet den zeitlichen Verlauf des Entladungsstromes auf dem Schirme oder der photographischen Platte auf.

Die Fig. 29—31 zeigen den zeitlichen Verlauf des Entladungsstromes unter Einschaltung eines Widerstandes, dessen Selbstinduktion von seinem ursprünglichen Werte vorerst auf $^1/_4$, sodann auf $^1/_6$ herab-

gemindert wurde. Die aus diesen photographischen Aufnahmen bestimmte Schwingungsdauer der oszillatorischen Entladung stimmte in allen drei Fällen mit der nach der Thomsonschen Formel berechneten gut überein.

Die oszillographische Methode erweist sich nun auch zur Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Ladungs- und Entladungsströme

Fig. 31.



von Kondensatoren geeignet. Hierfür kommt die Anordnung Fig. 32 zur Anwendung. Die aus 5—15 Akkumulatoren bestehende Stromquelle *B* ladet während der kurzen Zeit, in welcher die Kontaktfedern *I I* den schmalen Metallstreifen *M* des rotierenden Kontaktzylinders *K* berühren, den Kondensator *C* und der Ladestrom durchfließt die Schleife des Oszillographen *O*, die Spirale *L* von veränderlicher Selbstinduktion und den gleichfalls veränderlichen Ohmschen Wider-

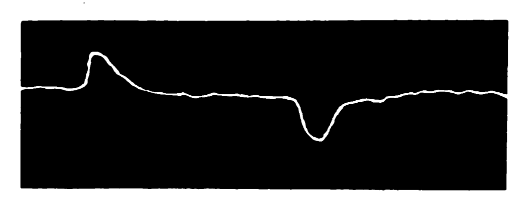
Fig. 32.

stand *R*. Gelangt später der Metallstreifen *M* mit den Entladekontakten *II*, *II* in Berührung, so entladet sich der Kondensator über *O*, *L* und *R*. Der um eine horizontale Achse drehbare Kontaktzylinder *K* veranlaßt die Drehung des Spiegels um eine lotrechte Achse. Der von *Q* kommende Lichtstrahl verzeichnet auf einem Schirm den zeitlichen Verlauf des Lade- sowie des Entladestromes und können

hierbei die Ordinaten der Kurve leicht über 1/2 m groß erzeugt und sohin die Kurven selbst für die größte Zuschauermenge gut sichtbar gemacht werden.

An Stelle des drehenden Planspiegels läßt sich mit Vorteil auch ein drehender Polygonalspiegel oder ein Planspiegel verwenden, dem

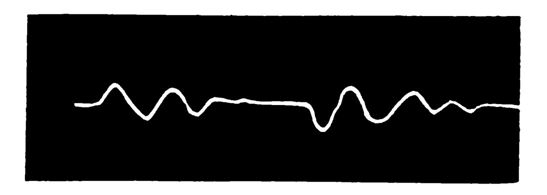
Fig. 33.



eine auf den Kontaktzylinder aufgesetzte Metallhülse durch ihren schraubenförmigen Gang eine hin- und hergehende Bewegung erteilt.

Die auf photographischem Wege gewonnenen Kurvenbilder stellen sich sehr schön dar und zeigt Fig. 33 in einem einzigen Kurvenzuge eine kontinuierliche Ladung und Entladung eines Kondensators. Die

Fig. 34.



Entladung war in diesem Falle kontinuierlich, weil nach den Thomsonschen Berechnungen im Kondensatorkreis $R^2 > 2\,L/C$ war. Ein Beispiel einer kontinuierlichen Ladung und oszillatorischen Entladung zeigt Fig. 34, bei welchen $R^2 < 4\,L/C$ diese bedingte.

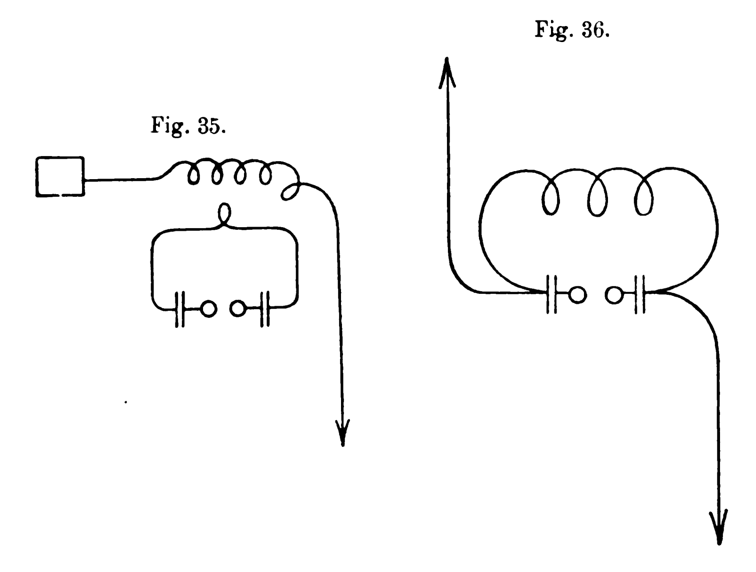
Mit dieser Vorrichtung läßt sich auch der stetige Uebergang der kontinuierlichen Ladungs- und Entladungserscheinung in die oszillatorische durch geeignete Wahl von C, L und R schön vor Augen führen.

C. Physikalische Untersuchungen über verschiedene Erscheinungen der drahtlosen Telegraphie.

Neuere Methoden zur Vergrößerung der Senderenergie für Zwecke der Wellentelegraphie[1]) von Professor Ferdinand

[1]) Ph. Z. 5, S. 194.

Braun in Straßburg. Schon im Jahre 1898 wurde von Braun eine Reihe von Senderanordnungen für drahtlose Telegraphie angegeben, die zu den wichtigsten Grundlagen für die Weiterentwicklung der drahtlosen Telegraphie wurden. Bei diesen Anordnungen, welche als gekoppelte Systeme bezeichnet werden, wird die offene Strombahn des eigentlichen Wellenstrahlers nicht wie bei der ursprünglichen Marconischaltung direkt erregt, sondern mit einem Schwingungskreis in Verbindung gebracht, welcher Kapazität und Selbstinduktion enthält und als Energiereservoir für den Wellenstrahler dient. Für diese Art die Energie auf den Wellenstrahler zu übertragen (Kopplung),


Fig. 35. Fig. 36.

wurden drei verschiedene Formen angegeben und zwar 1. die als induktive Erregung bezeichnete (Fig. 35), 2. die sog. direkte Schaltung (Fig. 36) und endlich 3. die Kombination beider Schaltungen, die verschiedene Ausführungsformen zuläßt (Fig. 37—39). Alle diese drei Anordnungen erweisen sich prinzipiell von gleicher Wirkung und unterscheiden sich nur durch die Beweglichkeit, welche sie in der Wahl des Kopplungsgrades lassen.

In der Praxis ist man jedoch an gewisse Zahlen für die Eigenschwingung des Schwingungskreises gebunden. Die Zahl der Eigenschwingungen soll nun bei gegebenem Sender möglichst konstant bleiben, es muß also das Produkt aus der Kapazität C in die Selbstinduktion L des Schwingungskreises dieser Bedingung genügen.

Die für die Ausstrahlung zur Verfügung stehende Energie ist

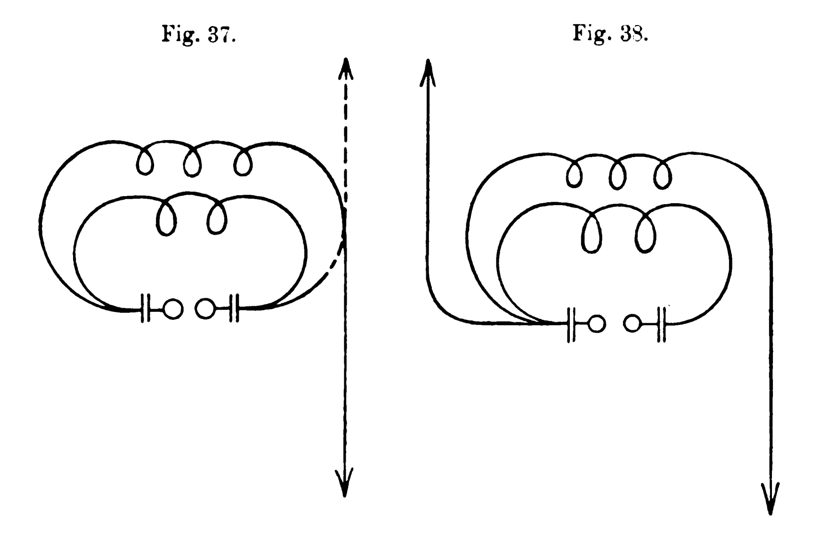
1/2 CV^2, wenn V das Potential bedeutet, auf welches die Flaschen geladen werden. Um diese Ausstrahlungsenergie zu vergrößern, sind nun theoretisch zwei Möglichkeiten vorhanden, und zwar 1. Vergrößerung der Kapazität und 2. Erhöhung der Ladespannung.

Die Vergrößerung der Kapazität C zwingt nun der Voraussetzung gemäß, wonach die Zahl der Eigenschwingung die gleiche bleiben soll, zur gleichzeitigen Verringerung der Selbstinduktion L. Der Kopplungsgrad τ zwischen Schwingungs- und Strahlkreis bestimmt sich nun aus

$$L^2_m = \tau^2 L \,.\, L_1,$$

wobei L die Selbstinduktion des Schwingungskreises, L_1 die des Strahlkreises und L_m den gegenseitigen Induktionskoeffizienten beider

Fig. 37. Fig. 38.

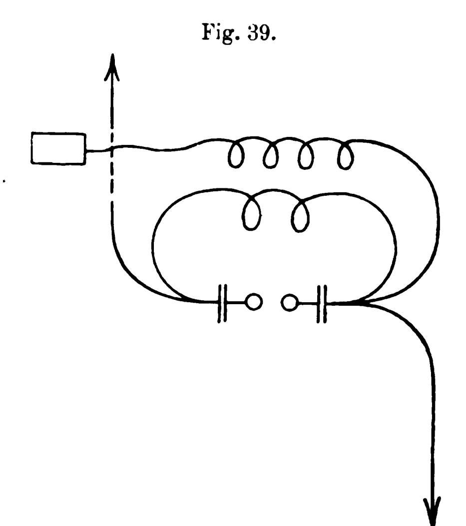


Kreise bedeutet. Diese allerdings nicht ganz präzise Formel läßt sich nun für die Beurteilung annähernd benutzen. Der Kopplungskoeffizient τ soll nicht unter einen gewissen Wert herabgehen, da von ihm die Amplitudenvergrößerung des Potentiales abhängt. Wird nun angenommen, wie dies bei der günstigsten direkten Schaltung der Fall ist, daß $L_m = L$ sei, so wird $L = \tau^2 L_1$. Nun wird aber L_1 im wesentlichen durch die Gesamtlänge des Strahlkreises bestimmt und ergibt sich hieraus, daß die Kopplung des ganzen Systemes mit abnehmender Selbstinduktion des Schwingungskreises abnimmt, sohin die Kapazität der Kondensatoren nicht beliebig vergrößert werden darf.

Diesem theoretischen Grunde gesellt sich noch der praktische hinzu, daß die Kapazität der Kondensatoren nicht vergrößert werden kann, ohne gleichzeitig durch die Belegungen der Kondensatoren und die unvermeidlichen Verbindungsleitungen Selbstinduktion in die Kondensatoren selbst hinein zu bringen. Diese zerstreute Selbstinduktion kann für die Energieübertragung des Senders nicht ausgenutzt werden und wirkt hier wie der innere Widerstand eines galvanischen Elementes für dessen Stromausnutzung. Man erreicht sonach hier wie dort bald eine Grenze, bei welcher z. B. das Parallelschalten vieler kleiner Elemente nicht weiter führt.

Um also die für die Ausstrahlung zur Verfügung stehende Energie zu vergrößern, bleibt nur mehr übrig, die Ladespannung zu vergrößern.

Fig. 39.



Selbst wenn technische Schwierigkeiten zur Erzeugung hinreichender Elektrizitätsmengen von beliebiger Spannung nicht vorhanden wären, so würden sich doch Schwierigkeiten in Bezug auf die Isolation sowohl im Innern wie an der Oberfläche ergeben, indem das Dielektrikum entweder am Rande von den Funken überschlagen oder bei vollkommener Oberflächenisolation durch Einbetten in flüssige Isolatoren sehr leicht durchgeschlagen wird.

Bei Vermeidung dieser Umstände kommt wieder die große „innere Selbstinduktion" der Kondensatoren zur Geltung. Bei vergrößerter Ladespannung kann man aber auch die hierdurch bedingte vergrößerte Funkenlänge nicht immer nützlich verwerten. Die Spannungen scheinen bei großen Kapazitäten nicht immer der Schlagweite entsprechend zu wachsen und ist somit auch hier eine praktische Grenze gezogen.

Dem Bestreben Brauns, eine Methode zu finden, die es gestattet, die für die Ausstrahlung zur Verfügung stehende Energie unter Beibehaltung der Oekonomie eines einzelnen Flaschenkreises und ohne Aenderung der Schwingungszahl zu vergrößern, dankten die beiden nachstehenden Schaltungen (Fig. 40 und 41) schon im Jahre 1898 ihre Entstehung. Bei diesen sind eine Anzahl Kondensatorkreise von

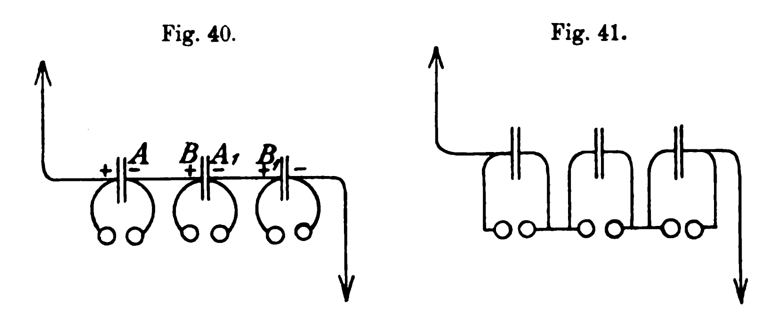
genau gleicher Schwingungszahl so hintereinander verbunden, daß der Sender durch alle diese Kreise hindurchläuft. Die Kondensatoren wurden hierbei in Serie geladen. Die Energie von n solcher Kapazitäten C ist

$$\frac{1}{2}\left(\frac{C}{n}\right)(n\,V)^2 = \frac{1}{2}\,n\,C\,V^2.$$

Jeder einzelne Funke hat aber nur die der Teilpotentialdifferenz V entsprechende Dämpfung. Die Anordnung für die induktive Erregung des Luftdrahtes durch die in den einzelnen Kondensatorkreisen erregten Schwingungen zeigen die Fig. 42 und 43, wobei die letztere Schaltung für weniger intensive, aber länger anhaltende Schwingungen des Senders bestimmt ist.

Wird in einem dieser Kondensatorkreise ein großer Ohmscher Widerstand geschaltet, so wird der Funke dieses Kreises matt, ohne

Fig. 40. Fig. 41.



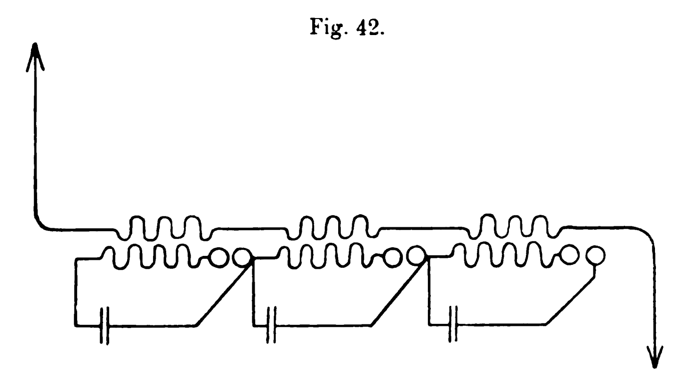
daß in den Funken der anderen Kreise eine Aenderung eintritt, woraus erhellt, daß jeder Kreis in sich ausschwingt. Trotzdem zeigen sich in den Verbindungsdrähten AB, $A_1\,B_1$ (Fig. 40) starke Ausgleichsströmungen.

Auf diese Anordnungen wurde nun zurückgekommen, nachdem die Ausbildung von Methoden gelungen war, welche gestatteten, Phasendifferenzen zwischen schnellen Schwingungen nachzuweisen und zu messen, ohne das zu prüfende System störend zu beeinflussen. Diese Versuche führten zu einer festeren Kopplung der einzelnen Schwingungskreise unter sich, da eine solche das gleichzeitige Einsetzen der Funken unterstützt. Eine derartige Kopplung liegt bereits in den Schaltungen Fig. 40 bis 43 vor, bei welchen die Senderschwingungen das System isochron durchsetzen. Weitere Anordnungen zeigen die Fig. 44 und 45 und stellt in Fig. 44 der aus der Kapazität C und der Selbstinduktion l gebildete Kreis und in Fig. 45 der Kreis $C_1\,f_1\,B_1\,A_2\,f_2\,C_1$ den Kopplungskreis dar. Die in dem letzteren Kreis

auftretende Schwingung bewirkt mit Einsetzen von f_1 auch das zwangsweise von f_2.

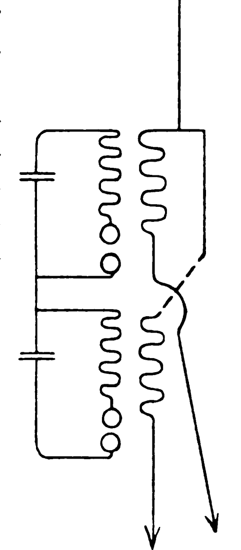
Bei der Schaltung Fig. 46 liegen zwischen den Kondensatoren

Fig. 42.



die großen Ohmschen oder induktiven Widerstände W_1 W_2 zwecks Ladung in Parallelschaltung. Bei Ueberschlagen in der Funkenstrecke A_1 B_1 setzt durch die Kopplungsbögen K_1 K_2 veranlaßt der Funke zwangsweise auch in A_2 B_2 ein und erfolgt dies phasengleich, wenn K_1 und K_2 möglichst frei von Selbstinduktion sind. Durch Einfügen einer Selbstinduktion in einem dieser Bögen läßt sich auch eine regulierbare Phasendifferenz erzeugen.

Fig. 43.



Eine weitere Anordnung zeigt Fig. 47, bei welcher die Kondensatoren über die Ohmschen Widerstände W_1 W_2 und W_3 parallel geladen werden. Auch hier setzen die Funken gleichzeitig ein und werden dann die großen Ladewiderstände praktisch außer Wirkung gesetzt.

Haben alle Kapazitäten den Wert C und alle Selbstinduktionen den Wert p, so geben n-Kapazitäten bei der Ladespannung V die Gesamtenergie $1/2\, n C V^2$. Die Schwingungsdauer hingegen ist durch das Produkt Cp bestimmt, weil die Kapazitäten beim Entladen als hintereinander geschaltet nur $\frac{1}{n}\,C$, die Selbstinduktionen aber aus dem gleichen Grunde np als Wert annehmen. Es ist sonach die Schwingungsdauer, aus der bekannten Schwingungsformel berechnet, ebenso groß, als wenn nur eine Kapazität C über eine Selbstinduktion p geschlossen wäre.

Nach der Darstellung läßt sich ein System $+ A\, f_1\, p_1 - B$ (Fig. 48) als ein System für sich herausheben. In einem solchen Partialsystem entladet sich eine gewisse Elektrizitätsmenge von einer bestimmten Potentialdifferenz V mit einer bestimmten Schwingungszahl N durch

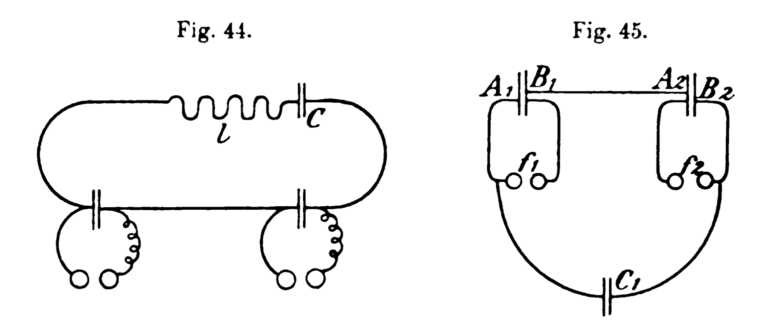


Fig. 44. Fig. 45.

eine Selbstinduktion p, genau unter den gleichen Bedingungen wie in einem Einzelsystem, welches erhalten werden würde, wenn die beiden Belegungen $+ A$ und $- B$ über die Selbstinduktion p_1 und die Funkenstrecke zusammengestellt würden.

Dies wurde auch durch den Versuch bestätigt, indem man (Fig. 49)

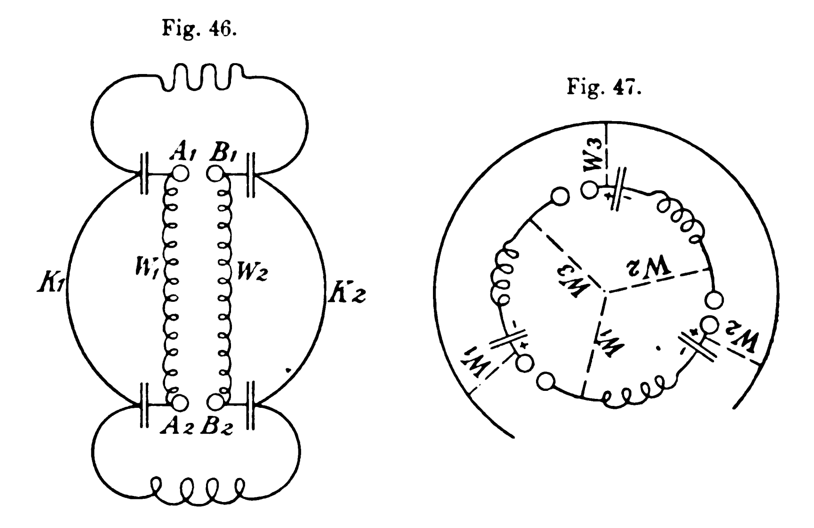


Fig. 46. Fig. 47.

in drei in Resonanz gebrachten künstlichen Sendern, und zwar in jedem einzelnen gleichzeitig die gleichen Wirkungen (Endspannung, Erwärmung etc.) erhielt wie in dem einzelnen auf die vorstehende Weise gebildeten Kreise.

Man arbeitet sonach mit n-Schwingungskreisen mit der gleichen Oekonomie, welche der einzelne besitzt, und erhält hierbei, wie sich leicht nachweisen läßt, keine merkbare Phasendifferenz.

Die Schaltungen für die induktive und direkte Uebertragung der Energie auf den Sender zeigen Fig. 50 und 51. Mit der direkten Schaltung lassen sich auch mehrere Senderdrähte gleichzeitig erregen.

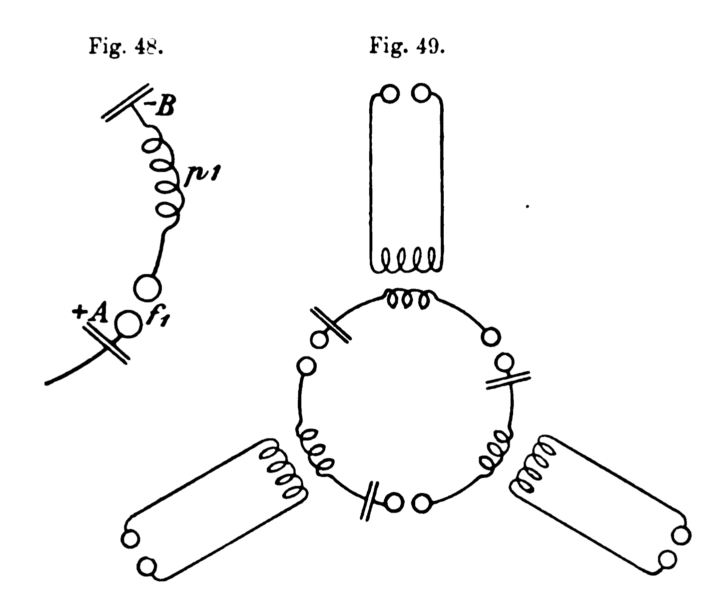


Fig. 48. Fig. 49.

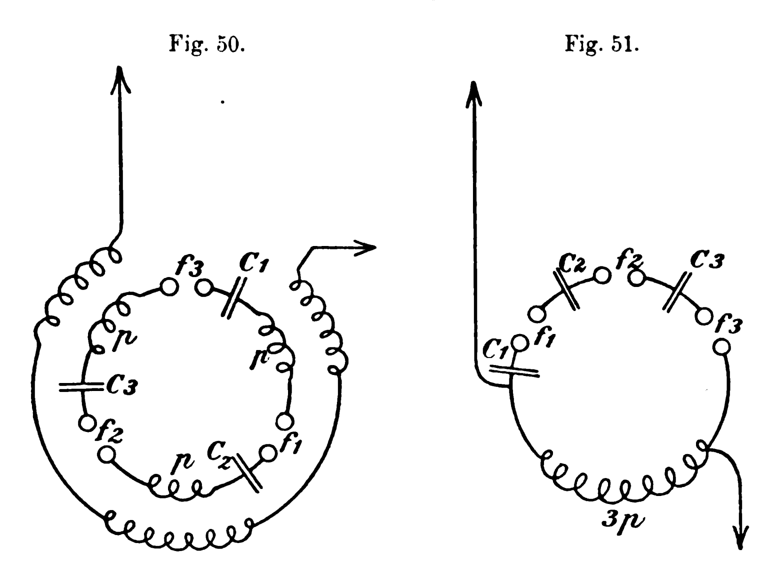
Der große Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß man die Energie vermehrt, indem in Parallelschaltung mit kleinen Spannungen geladen wird, während sich erst bei der Entladung die einzelnen Teile hintereinander schalten und treten auf diese Weise keine Spannungsdifferenzen auf, welche über die praktisch erreichbaren Isolationswiderstände hinausgehen.

Sind daher aus Gründen beliebiger Art die Grenzen der Leistungsfähigkeit eines einzelnen Systemes erreicht, so läßt sich doch hierdurch die Energie vergrößern, ohne die Schwingungszahl zu ändern.

Die bisherigen Erfahrungen bestätigen, daß es für jedes System einen günstigsten Wert der Funkenlänge gibt, d. i. jener Wert, für welchen die im Funken absorbierte Energie den geringsten Prozentsatz der zugeführten Gesamtenergie ausmacht. Es muß also sowohl

bei einem längeren als auch einem kürzeren Funken der prozentische Energieverbrauch zunehmen. Es soll nun, wenn man gezwungen ist mit größeren Entladespannungen zu arbeiten, als der günstigsten Funkenlänge entspricht, trotzdem der Energieverbrauch im Funken auf diesem Minimalwert erhalten bleiben. Wiewohl die Natur des Funkens noch wenig bekannt ist, so läßt sich doch dessen Verhalten unter sonst gleichen Verhältnissen eindeutig bestimmen und zwar aus dem elektrischen Felde vor und während der Entladung. Das Feld vor der Entladung ist nun in erster Linie durch die Potentialdifferenzen bestimmt und nur in sehr untergeordnetem Maße von den sogenannten Absolutwerten, d. h. den gegen die Umgebung verlaufen-

Fig. 50. Fig. 51.



den Kraftlinien abhängig. In voller Strenge würde dies allerdings nur dann zutreffen, wenn die eine Elektrode von der anderen vollständig umschlossen wird. Das Feld während der Entladung wird wieder bestimmt durch die Strömung. Sollen daher Funken von gleichem Verhalten entstehen, so ist diesen Bedingungen Rechnung zu tragen.

Die Anordnung Fig. 52 genügt diesen Bedingungen, und zwar der ersten Bedingung, unmittelbar und der zweiten, nach den bisherigen Erfahrungen, aller Wahrscheinlichkeit nach. W_1 W_2 bedeuten hier wieder große Widerstände und sind die Zahlen 3000, 2000, 1000 und 0 als Beispiel angenommene Anfangspotentiale. Die mit dieser Anordnung durchgeführten Versuche bestätigten die Voraussicht.

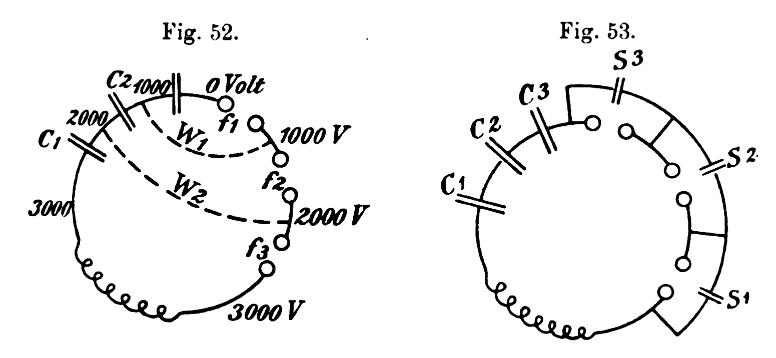
Eine durch Herrn **Rendahl** vorgenommene Aenderung dieses Versuches zeigt Fig. 53. Die kleinen Hilfskondensatoren s_1 s_2 s_3 bewirken hier eine den Funkenlängen entsprechende zweckmäßige Potentialverteilung, wobei jedoch deren Kapazität für die Energie des ganzen Systems nicht in Betracht kommt.

Um jedoch deren Schwingungen vom Systeme ganz abzuschalten, können außerdem noch große Ohmsche oder induktive Widerstände in den Zuleitungen von den Hilfskondensatoren oder Spannungsverteilern zu den Funkenstrecken eingeschaltet werden.

Mit der hierdurch gegebenen rationellen Teilung der Funkenstrecken wird es möglich große Spannungen ökonomisch auszunutzen. Die günstigste Teilspannungsdifferenz dürfte nach durchgeführten Messungen für Funkenkugeln üblicher Größe bei 15000 Volt (0 bis 5 cm Funkenlänge) liegen.

Methode zur Messung der Phasenverschiebungen. Diese Methode beruht darauf, daß man in zwei Sekundärspulen s_1 s_2

Fig. 52. Fig. 53.



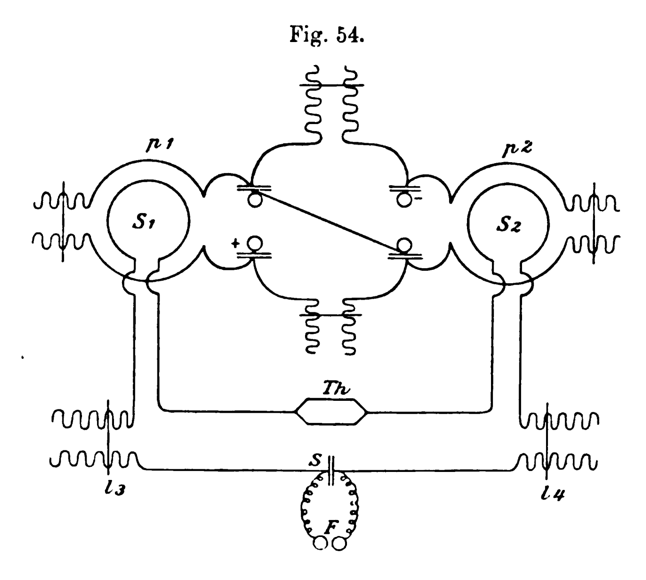
(Fig. 54) bei möglichst loser Kopplung durch Induktion elektromotorische Kräfte erregt und dann jene Größe mißt, welche der aus beiden Einzelnkräften resultierenden elektromotorischen Kraft proportional ist, wenn die Spulen $s_1 s_2$ das eine Mal hintereinander, das andere Mal gegeneinander geschaltet sind, wobei vorher beide Komponenten einander gleich zu machen sind. Die Feststellung erfolgt entweder durch Messung der Funkenlängen oder der Wärmewirkung. Sind die gefundenen Funkenlängen für beide Fälle f_1 und f_2 und die Thermometeranzeigen T_1 und T_2, so ist, insoweit die Thermometeranzeigen den Quadraten der Stromstärken gleich gesetzt werden dürfen, die Phasendifferenz φ gegeben durch

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}.$$

In Fig. 54 wird s_1 von p_1 und s_2 von p_2 erregt. Der Meßkreis ist durch den Kondensator *s* und die Selbstinduktionen l_3 und l_4 auf Resonanz gebracht. Gemessen wird entweder mit dem Thermometer Th oder mit der Funkenstrecke F, die zum Kondensator *s* parallel gelegt ist. Die Zuleitungen zur Funkenstrecke dürfen, um die Funkenlänge vergrößern zu können, nicht zu klein gewählt werden.

Bei dieser Anordnung kann man nicht auf streng quasistationäre Ströme rechnen und ist deshalb für die möglichste Symmetrie in Bezug auf die Meßinstrumente zu sorgen. Ebenso sind die unangenehmen und nicht erwünschten Induktionswirkungen von Teilen der Strom-

Fig. 54.



bahn sehr zu beachten. Auch die Umschalter geben, selbst wenn sie sehr klein und aus Paraffin sind, gerne Anlaß zu Störungen. Es ist ferner darauf zu achten, daß die Resonanzstellen in allen drei Fällen, d. h. wenn s_1 und s_2 für sich allein oder wenn $s_1 \pm s_2$ bestimmt werden, unverändert bleiben. Das Thermometer ist womöglich durch ein empfindlicheres Instrument zu ersetzen.

Die gleichen Vorsichtsmaßnahmen sind in noch erhöhtem Maße bei der Anordnung in Fig. 55 zu beachten. Bei dieser Anordnung ist im Sekundärkreis nahezu eine halbe Wellenlänge hergestellt. Es läßt sich in diesem Kreise ganz ohne Kondensator arbeiten, doch erweist sich ein kleiner Kondensator *s* deshalb zweckmäßig, weil das Ganze nicht so empfindlich gegen undefinierbare Kapazitätsänderungen wird.

Mittels dieser Methoden werden trotz der erwähnten Schwierigkeit immer Anhaltspunkte gefunden und liefern diese, wenn man sie auf die Beantwortung passender Fragen anwenden kann, sogar gute Ergebnisse.

Bei den Schaltungen Fig. 47 und 50, wo es sich um die Untersuchung der Phasengleichheit handelte, ergab die Prüfung eines Systemes von vier Kondensatoren folgendes. Zwei Spulen des zu prüfenden Systemes wirkten induktiv auf zwei Spulen s_1 und s_2. Es gab:

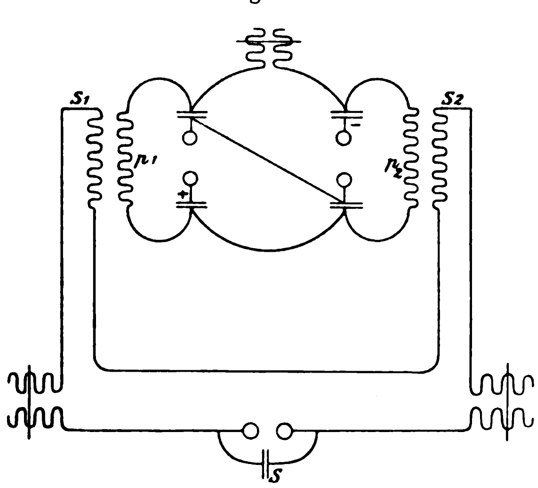
$s_1 + s_2$ einen starken hellen Funken von 3,6 mm und das Thermometer zeigte 170 Sk.

$s_1 - s_2$ dagegen ein schwaches Fünkchen von etwa 0,1 mm und das Thermometer zeigte kaum 1 Sk.

und ist dies ein Beweis für die nahezu absolute Phasengleichheit.

Ebenso ausgesprochen zeigt sich die Phasengleichheit für die Schaltung Fig. 46, wenn die Kopplungsbogen K′ und K″ möglichst

Fig. 55.



frei von Selbstinduktion sind. Bei $s_1 + s_2$ war der Funke ein lebhafter, knallender von etwa 2 mm, während bei $s_1 - s_2$ ein kaum sichtbares Fünkchen auftrat. Es kommt hier niemals dazwischen ein lebhafter Funke zum Vorschein und beweist dies, in welch sicherer Weise die sonst so launischen Funken hierdurch voneinander abhängig gemacht sind, da das schwankende Verhalten des Funkens sofort nach Entfernung des Kopplungsbogens wieder auftritt.

Untersuchungen von C. Tissot über die Energiemenge, welche in einem Empfangsdrahte für drahtlose Tele-

graphie auf verschiedene Entfernungen zur Wirkung gelangt[1]). Für diese Untersuchungen gelangte der von Leutnant Tissot noch weiter verbesserte bolometrische Wellenanzeiger (s. S. 185) in Verbindung mit einem d'Arsonvalschen Galvanometer mittlerer Empfindlichkeit zur Anwendung. Die kräftige Dämpfung des Galvanometers erleichterte die Messung und vergrößerte deren Genauigkeit. Mit diesem Galvanometer konnte eine Ablenkung von 100 Teilstrichen auf der 1 m langen, in tausend Teile geteilten Skala, durch aus einer Entfernung von 10 km entsendete elektrische Wellen erhalten werden.

Die Erregung der elektrischen Wellen, deren Wirkungen einem Vergleich unterzogen wurden, war eine direkte, und wurden die Bedingungen, unter welchen die Erregung erfolgte, also Stromstärke und Spannung des Erregerstromes, Funkenlänge, Schnelligkeit des Unterbrechers, möglichst gleich gehalten.

Die Beobachtungen erstreckten sich auf eine Reihe von Entsendungen, deren jede einzelne genügend lang aufrecht erhalten wurde, um eine gleichbleibende Erwärmung des Bolometers und somit auch einen dauernden Ausschlag am Galvanometer hervorzurufen. Es wurden für diese Feststellungen die Mittelwerte von 30 gesonderten Messungen, deren jede einzelne nicht um 2 % abwich, zu Grunde gelegt.

Die Erforschungen erstreckten sich auf den Vergleich der Wirkungen auf verschiedene Entfernungen und auf die Feststellung der absoluten Energiewerte, welche von dem Bolometer aufgenommen wurden.

Für den Vergleich der Wirkungen auf verschiedene Entfernungen kam eine feste und eine bewegliche Station zur Anwendung. Die Luftdrähte für die Sendung und den Empfang der beiden Stationen waren sowohl in der Form als auch in der Länge vollkommen gleich und bestanden aus vier parallelen Drähten von 55 m Länge.

Die Funken zur Erregung des Sendekreises hatten eine Länge von 5 cm. Bei einer Entfernung der beweglichen Station von 8900 m erhielt man eine permanente mittlere Ablenkung von 40 Teilstrichen des Galvanometers, bei Aufwendung eines Stromes in der Brücke von 27,5 Milliamp.

Auf eine Entfernung von 1150 m erhielt man bei der gleichen Entsendung die gleiche mittlere Ablenkung von 40 Teilstrichen mit einem totalen Strome von 0,45 Milliamp.

---

[1]) E. E. 1904, Bd. 39, S. 392.

Das Verhältnis der bei gleicher Ablenkung auf verschiedene Entfernungen benötigten Strommenge gibt auch das Verhältnis der empfangenen Energiemenge. Dieses Verhältnis ist $\frac{27,5}{0,45} = 61$. Die auf eine Entfernung von 1150 m aufgenommene Energie durch den Empfänger ist demnach 61mal größer als jene bei 8900 m. Das Verhältnis der Entfernungen $\frac{8900}{1150} = 7,75$. Das Quadrat dieser Zahl ist nun gleich 60 und ergibt sich demnach hier durch die direkte Messung, daß die aufgenommene Energiemenge höchstwahrscheinlich im genauen umgekehrten Verhältnisse zu dem Quadrate der Entfernungen steht.

Zur genauen Bestimmung des absoluten Wertes der auf das Bolometer einwirkenden Energiemenge wurden die beiden Zweige der feinen Drähte des Bolometer aus einem System von vier geradlinigen Drähten gebildet, welche eine Wheatstonesche Brücke bildeten. Der Luftdraht und die Erde wurden an je ein Ende der einen Diagonale angebunden, während die zweite Diagonale mit einer für die eigentliche Messung bestimmten Hauptbrücke in Verbindung stand.

Der für die Durchführung der Messungen gewählte Vorgang bestand darin, die dauernde Ablenkung des Galvanometers der Hauptbrücke unter der Einwirkung der elektrischen Schwingungen festzustellen, sodann den Luftdraht und die Erde abzuschalten und beide durch eine passende Gleichstromquelle zu ersetzen, deren Strom nach entsprechender Regelung auf dem Galvanometer den gleichen Ausschlag hervorruft, wie die elektrischen Schwingungen. Die Durchführung der Messungen erfolgte unter Einhaltung der größten Vorsicht.

Diese Messungen wurden für eine Entfernung der Sendestation von 1150 unter genau den vorhergehend beschriebenen Bedingungen, d. i. mit einem Funken von 5 cm Länge durchgeführt.

Der unter der Einwirkung der Sendung im Galvanometer erhaltene mittlere Ausschlag betrug 65,5 Teilstriche. Um den gleichen Ausschlag bei Anwendung eines Gleichstromes zu erhalten, mußten der Brücke 8,29 Milliamp. zugeführt werden. Es läßt sich daraus schließen, daß die in einem Bolometer durch einen Gleichstrom von 8,29 Milliamp. erzielbare thermische Wirkung die gleiche ist, wie jene, die durch den vom Luftdrahte aufgenommenen induzierten Wechselstrom erhalten wird.

Der Wert der von dem Luftdrahte für nur eine Entsendung aufgenommenen Strommenge konnte unter den gegebenen Versuchs-

bedingungen bei 12 Unterbrechungen in der Sekunde mit 0,69 Milliamp. angenommen werden. Der Widerstand des Bolometerzweiges auf die Brücke reduziert betrug 17,5 Ohm und demnach die im Bolometer zur Wirkung gelangte Energie

$$\frac{17{,}5 \, . \, 0{,}69^2}{10^6} = \frac{8{,}3}{10^6}$$

Joules in der Sekunde.

Die Arbeitsintensität ist jedoch viel bedeutender, da die Dauer der gedämpften Schwingungen, welche sich in dem Luftdrahte erregen, zwischen 10^{-5} bis 10^{-6} Sekunden liegt.

Die Feststellung der Periode mittels des rotierenden Spiegels gestattete den wahren Wert der Arbeitsintensität annähernd genau zu bestimmen.

Die Messung der Fernwirkung elektrischer Wellen mittels des Bolometers. Methode von C. Tissot[1]). Das Bolometer kann, wie dies bereits bei den Einrichtungen für die drahtlose Telegraphie von Fessenden[2]) erwähnt wurde, als Wellenanzeiger verwendet werden, und läßt sich auch für die Messung der von dem Luftdrahte oder Wellenfänger aufgefangenen Energiemenge ausnützen. Die Messungen werden in der Weise vorgenommen, daß in den Bolometerkreis ein sehr empfindliches Galvanometer eingeschaltet wird, aus dessen Ausschlag sich ein Rückschluß auf die Intensität der Wirkung ziehen läßt. Mit einer solchen Einrichtung wurde eine Reihe bemerkenswerter Ergebnisse erzielt. Zwecks Durchführung dieser Messungen wurde, um unter stets gleichen Bedingungen zu arbeiten, 2 km von der Meßstelle eine eigene Senderstation von geringer Kraftleistung errichtet. Für den Empfang wurde mit Rücksicht auf die kurze Entfernung ein minder empfindliches Galvanometer verwendet, mit welchem Ablenkungen bis zu 250 Teilstrichen der Skala erhalten werden konnten. Die bei Entsendung der Wellen durch direkte und indirekte Erregung des Sendedrahtes erhaltenen Ablenkungen wurden gegenseitig verglichen. Bei der direkten Erregung waren die Funkenkugeln einesteils mit dem Sendedraht, anderenteils mit der Erde verbunden. Bei der indirekten Erregung durch Transformation bestand der Erregerkreis außer der Funkenstrecke aus einer einzigen Windung Drahtes, welcher auf einen quadratischen Rahmen von 35, 50 oder 70 cm Seitenlänge aufgewunden war, sowie einer veränderlichen Anzahl

---

[1]) E. E. 1904, Bd. 38, S. 66.
[2]) F. d. T. I, S. 49; II, S. 79.

gleichartiger Leidener Flaschen. Die sekundäre Windung war mit dem Sendedrahte und der Erde verbunden und bestand aus einer bestimmten Anzahl von Windungen, die in eine Kautschukröhre eingeschlossen waren.

Für jede dieser Anordnungen gelangten lotrechte Sende- bezw. Empfangsdrähte von veränderlicher Länge zur Verwendung.

Die Periode der entsendeten Schwingungen wurde durch Photographieren des durch einen rotierenden Spiegel zerlegten Funkens nach der bereits beschriebenen Methode [1]) bestimmt. Dieser Vorgang gestattete auch eine Abschätzung der Dämpfung.

Die entsendeten Wellen, welche an der bestimmten Empfangsstelle in Bezug auf ihre Wirkung mittels des Bolometers gemessen wurden, konnten auch von anderen Empfängern gleichzeitig registriert werden. Für diese Kontrollversuche gelangten vornehmlich Fritter als Wellenanzeiger zur Verwendung. Es wurde nun hierbei festgestellt:

1. Die durch die direkte Erregung hervorgerufenen Wellenausstrahlungen wirken auf den Fritter viel intensiver ein, als die durch die indirekte Erregung entsendeten Wellenstrahlungen, wovon man sich, um in beiden Fällen einen gleich guten Empfang zu erzielen, durch Messung der aufgewendeten Energiemengen überzeugte.

Sobald jedoch bei der indirekten Erregung eine genügende Energiemenge zur Aufwendung gelangt, um den Fritter der Empfangsstelle mit Sicherheit zum Ansprechen zu bringen, scheint die Periode des Sendesystemes gänzlich ohne Einfluß auf die Güte und Sicherheit des Empfanges zu sein, da man die Kapazität dieses Sendesystemes auf das Zwölffache erhöhen bezw. um das Zwölffache verringern kann, ohne den Empfang hierdurch zu stören.

Umgekehrt verhält sich das Bolometer als Wellenanzeiger, indem die durch das Bolometer erhaltene Wirkung viel ausgesprochener hervortritt, wenn für die Wellenentsendung die indirekte Erregung des Sendedrahtes zur Anwendung gelangt. Beim Arbeiten in der Sendestation mit dem gleichen Erregerstrom, unter Anwendung eines Sende- und Empfangsdrahtes von 40 m Höhe, ergab sich

bei der direkten Wellenentsendung ein Ausschlag von 31
„ „ indirekten „ „ „ „ 64

Teilstrichen am Galvanometer.

2. Die Resonanzwirkung kommt beim Empfange mit dem Bolometer als Wellenanzeiger in der entschiedensten Weise zum Ausdruck,

[1]) F. d. T. I, S. 114.



insbesondere wenn man mit der indirekten Wellenerregung oder mit schwach gedämpften Schwingungen arbeitet. Aenderte man für einen bestimmten Fall bei sonst gleichbleibender Selbstinduktion die Kapazität des Entladungskreises in der folgend angegebenen Abstufung, so erhielt man am Galvanometer des Empfangskreises die darunter gesetzte Ablenkung in Teilstrichen der Skala angegeben und zwar

Kapazität	1	1,04	1,18	2,2	2,6	3
Ablenkung	10	17	42	75	51	26

Das bestimmt ausgesprochene Maximum der Ablenkung entspricht sonach einem Werte der Kapazität im Sendekreise von 2,2. Die Bestimmung der Periode der Wellen durch die Photographie des Funkens ergab für diesen Fall den Wert $T = 0{,}52 \cdot 10^{-6}$ Sek., was einer Wellenlänge von 156 m entspricht.

Die günstigste Periode entspricht sonach einer Wellenlänge, welche dem Vierfachen der Höhe der Luftdrähte gleichkommt.

Wenn jedoch mit mehrfachen Luftdrähten gearbeitet wird, ändert sich die Lage des Maximums ebenso wie ihr Wert. Für einen aus vier parallelen Drähten zusammengesetzten Empfangs- bezw. Sendedraht von 40 m Höhe erhielt man bei

einer Kapazität von	1	2	3	4	5	6
einen Ausschlag von	16	26	185	60	30	20

Teilstrichen, und ist hier das Maximum noch viel mehr ausgesprochen als beim einfachen Drahte.

3. Arbeitet man jedoch mit Luftdrähten ungleicher Höhe in der Sende- und Empfangsstation, so tritt das Maximum des Empfanges dann ein, wenn die Periode der entsendeten Wellen nahe derjenigen ist, welche der Eigenschwingung des Empfangsdrahtes entspricht.

Bei einer Höhe des einfachen Sendedrahtes von 40 m und einer solchen des Empfangsdrahtes von 60 m erhielt man bei

einer Kapazität von	1	2	3	4
einen Ausschlag von	10	49	38	11

Teilstrichen.

Die gemessene Periode der entsendeten Wellen für die Kapazität 2 ergab $T = 0{,}72 \cdot 10^{-6}$ Sek., und entsprach sohin einer Wellenlänge von $\lambda = 216$ m.

Die Resonanz ist hier jedoch nicht so deutlich ausgesprochen wie bei Luftdrähten gleicher Höhe und wird immer weniger scharf, je mehr die Luftdrähte sich in Bezug auf ihre Höhe unterscheiden.

Aber auch wenn die Schwingungen stark gedämpft sind, wie

dies bei der direkten Entsendung der Fall ist, läßt sich die Resonanz mittels des Bolometers feststellen und erhält man bei Anwendung gleicher Luftdrähte ein scharf ausgesprochenes Maximum.

Diese Ergebnisse erweisen die große Empfindlichkeit des Bolometers als Wellenanzeiger und führen auch zur Erkenntnis, daß für eine gegenseitige scharfe Abstimmung nicht nur eine vollkommene Uebereinstimmung zwischen den Eigenschwingungen des Sende- und Empfangssystemes herrschen muß, sondern eine solche von der Wahl eines entsprechenden Wellenanzeigers mit abhängt. Der Fritter, welcher nur auf Spannung anspricht und die Wirkungen der einlangenden Wellenstöße nicht integriert, eignet sich demnach für die Erzielung einer abgestimmten Wellentelegraphie nur in geringem Maße.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen stimmt mit den von Prof. Reginald A. Fessenden[1]) gemachten Wahrnehmungen vollkommen überein und bestätigt die Tatsache, daß bei Verwendung von Frittern als Wellenanzeiger eine entsprechend scharfe Abstimmung nicht erhalten werden konnte.

C. Tissots Untersuchungen über die Zeitdauer, welche ein Fritter benötigt, um in den frittenden Zustand überführt zu werden[2]). Zweck der Untersuchung war, zu erforschen, ob die Ueberführung eines Fritters aus dem nichtleitenden in den leitenden Zustand unter der Einwirkung bloß einer Welle eine sofortige ist, oder ob sie fortschreitend erfolgt.

Der zu untersuchende Fritter wurde in einen Kreis geschaltet, welcher ein kleines galvanisches Element in Verbindung mit einem Potentiometer, einen nicht induktiven Widerstand und einen Kondensator enthielt.

Der Fritter wurde nichtleitend gemacht, so daß der Widerstand vom Werte r von einem sehr schwachen Strome der Intensität i_0 durchflossen wurde. Der Kondensator wurde demnach auf eine Potentialdifferenz $r \cdot i_0$ geladen. In der Zeit t wurde ein Funke durch einen Extrastrom erzeugt, welcher hinreichend kräftig war, den Fritter zum Fritten zu bringen. Der sehr nahe der Funkenstrecke gelegte Fritter beginnt sonach seine Frittwirkung in der Zeit t.

Nach Verlauf einer sehr kurzen aber veränderlichen Zeit τ wurden die Enden des Widerstandes r von dem Kondensator, welcher nunmehr auf das Potentiale $r i$ geladen war, losgelöst, wobei i den Wert der Intensität in der Zeit $t + \tau$ vorstellt. Um nun die Zeit τ zu be-

[1]) F. d. T. II, S. 80.
[2]) E. E. Bd. 38, S. 361.



stimmen, wurde der Kondensator in ein ballistisches Elektrometer entladen. Die aufeinanderfolgenden Operationen wurden durch eine Unterbrechungspendeluhr von Bouty vollzogen.

Die Einrichtung ermöglichte, die Zeit t nach Belieben abzuändern und zwar durch Verdrehen einer Mikrometerschraube, welche ein System von Unterbrechungszähnen verschiebt und deren Lage und Abstand nach Bedarf abzuändern gestattet.

Durch fortschreitendes Aendern der Lage dieser Zähne erhält man Stellen, bei welchen ein Fritten überhaupt nicht, und wieder andere Stellen, bei welchen ein vollständiger Widerstandsabfall eintritt. Die verwendete Einrichtung gestattete jedoch, die Zeit nur bis zu einem Wert von $\frac{1}{4.10^3}$ Sek. zu bestimmen, so daß nur angenommen werden kann, der Widerstandsabfall eines Fritters vollzieht sich fortschreitend innerhalb einer Zeit, die kleiner ist als $\frac{1}{4.10^3}$ Sek.

Um noch unter diese Grenzen herabzugehen, wurde eine Kugel durch Rahmen laufen gelassen, um dadurch die beabsichtigten Umschaltungen vornehmen zu lassen. Bei Durchlauf durch den ersten Rahmen schloß die Kugel in der Zeit t einen induktiven Stromkreis, wodurch der erregende Funke erzeugt wurde. In der Zeit $t + \tau$ löste die Kugel die Verbindung zwischen dem Widerstande und dem Kondensator. Man konnte nun die zwei Rahmen bis auf eine Entfernung von 2 cm näherrücken, ohne daß der Widerstandsabfall hierdurch unvollständig wurde. Diese Entfernung entspricht bei einer Geschwindigkeit der Kugel von 200 m in der Sekunde einer Zeitdauer von $\frac{1}{10^4}$ Sek. und vollzieht sich demnach die Frittung in einer noch kürzeren Zeit.

V. Rothmund und A. Lessings Versuche mit dem elektrolytischen Wellenanzeiger[1]). Ueber die Tatsache, daß sich eine Zersetzungszelle mit einer sehr dünnen Platinspitze als Elektrode, elektrischen Wellen gegenüber wie ein Fritter verhält, haben die genannten Herren eingehende Untersuchungen nach der physikalisch-chemischen Seite hin unternommen. Die von Schlömilch[2]) angegebene Wahrnehmung, daß bei kathodischer Polarisation die Verstärkung des Stromes bei Bestrahlung durch elektrische Wellen nicht oder nur in sehr geringem Maße stattfindet, so daß die Gasart eine wesentliche

[1]) A. d. Ph., Bd. 15, S. 193.

[2]) F. d. T. II, S. 76.



Rolle zu spielen scheint, erschien auffallend. Es wurde nun erwiesen, daß, wenn die Spitze nur hinreichend fein ist, die verschiedensten Anordnungen des Wellengebers wirksam sind. Besonders kräftige Wirkungen wurden durch Erdung des Senders und Empfängers erzielt. Abweichend von Schlömilch, der auf seine Zelle so hohe zersetzende Spannungen wirken ließ, daß eine Gasentwicklung stattfand, wurde bei diesen Versuchen auch das Gebiet unterhalb des Zersetzungspunktes studiert und hierbei sogar eine relativ stärkere Vermehrung des Stromes beobachtet. Da die Störungen durch Gasblasen wegfallen, ergibt das Arbeiten mit geringerer Spannung überhaupt theoretisch durchsichtigere Resultate. Die Wahrnehmung Schlömilchs, daß die Spitze der Kathode wenig oder gar nicht wirksam ist, trifft nach diesen Untersuchungen nur für höhere Spannungen, etwa 4 Volt, zu. Bei niedrigeren Spannungen verlaufen die Vorgänge gleichartig, mag die Spitze Anode oder Kathode sein, nur ist die Wirkung im letzteren Falle etwas schwächer. Ueberhaupt scheint weder die chemische Natur der Zersetzungsprodukte, noch das für die Elektroden verwendete Material für den Charakter der Erscheinung ausschlaggebend zu sein. Der Schluß, daß die Eigenschaft einer sehr kleinen Elektrode bei genügender Leitfähigkeit auf den Reiz elektrischer Wellen zu reagieren eine allgemeine Erscheinung ist, erscheint daher gerechtfertigt.

Der sich abspielende Vorgang wird im Anschluß auf einen Hinweis von Reich wie folgt zu erklären gesucht. Trifft ein Wellenzug auf eine z. B. kathodisch polarisierte Spitze, so wird die anodische Komponente die Zelle leicht passieren und einen Teil des an der Anode und deren Umgebung angesammelten Wasserstoffes oxydieren und somit eine Depolarisation bewirken, die kathodische Komponente wird, da sie die schon vorhandene Polarisation erhöht, gar nicht oder wenigstens nur zum Teil hindurchgehen. Analoge Betrachtungen gelten auch für eine anodisch polarisierte Spitze. Diese Wirkung wird allerdings nur bei einer nicht zu geringen Dichte des Wechselstromes auftreten. Es wird sonach bei den kleinen Strommengen, um welche es sich hier handelt, eine außerordentlich kleine Oberfläche der Elektrode die wichtigste Bedingung sein. Die Wirkung wird umso besser auftreten, je größer die Leitfähigkeit des Elektrolyten ist. Der elektrolytische Wellenanzeiger verhält sich hiernach wie eine Zelle mit einer Aluminiumelektrode, die den Wechselstrom unter gewissen Bedingungen in einen pulsierenden Gleichstrom verwandelt, nur daß die Ursachen in beiden Fällen voneinander abweichen.

Ist diese Erklärung richtig, so muß unter dem Einflusse der Depolarisation jedesmal die Spannung im Empfänger abnehmen. In der Tat wurde bei diesen Versuchen eine solche Abnahme festgestellt, welche in der Regel jedoch sehr klein ist und bei geringen polarisierenden Kräften kaum merklich wird. Da jedoch die primäre Spannung und die Gegenkraft der Polarisation nahezu gleich sind, muß die geringste Aenderung der letzteren zu einer erheblichen Zunahme der Stromstärke führen. Es muß daher auch bei höheren Spannungen, wenn die Polarisation nahezu konstant wird, die Wirksamkeit der Wellen abnehmen. Die Versuche bestätigen, daß die relative Vermehrung bei steigender Stromstärke kleiner wird. Bei einem polarisierenden Strome von 4 Volt ließ sich, wenn die Spitze Kathode war, eine Wirkung der Wellen mit Sicherheit nicht mehr wahrnehmen. War die Spitze Anode, so trat nur eine Erhöhung von etwa $^1/_4$ ein. Bei niedrigen Spannungen wurden Erhöhungen um mehr als das Zwanzigfache beobachtet.

Artur L. Foleys Untersuchungen über den magnetischen Wellenanzeiger[1]). Der magnetische Wellenanzeiger von Marconi[2]) besteht nach dessen Beschreibung aus einem Kern von dünnen Eisendrähten, um welchen ein oder zwei Lagen dünnen Kupferdrahtes gewunden sind. Ueber diese Windungen ist ein Isoliermaterial und über diese ein längerer dünner Draht in sehr engen Windungen gelegt. Die innere Windung stand mit dem Luftdrahte und der Erde, die äußere mit einem Telephon in Verbindung. Ein Hufeisenmagnet, durch ein Uhrwerk angetrieben, war so angeordnet, daß er durch seine Drehung einen fortwährenden Wechsel in der Magnetisierung des Eisenkernes hervorrief. Die die untere Spule durchlaufenden elektrischen Schwingungen schienen dann die Wirkung der magnetischen Hysteresis zu verringern, so daß der Magnetismus des Kernes bei jeder Funkenentladung im Sender entweder plötzlich anstieg oder abfiel und hierdurch einen Induktionsstrom in der äußeren mit dem Telephon in Verbindung stehenden Windung hervorrief. Nach den Beobachtungen Marconis erscheinen die Signale im Telephon am schwächsten, wenn die Pole des sich drehenden Magnetes gerade den Eisenkern verlassen hatten und verstärkten sich mit weiterer Entfernung dieser Pole. Am kräftigsten sind sie jedoch dann, wenn sich die Pole dem Magnetkerne nähern.

---

[1]) Physical Review, Mai 1904.

[2]) F. d. T. S. 77.

Um diesbezüglich bestimmtere Ergebnisse zu erhalten, verwendete Prof. Artur L. Foley ein ballistisches Galvanometer an Stelle des Telephones, um die Ablenkungen für die verschiedenen bestimmten Lagen zwischen Eisenkern und Magnet vergleichen zu können. Der für diese Zwecke verwendete Eisenkern war 5 cm lang und setzte sich aus 26 gehärteten Klavierdrähten von 0,63 mm Durchmesser zusammen. Ueber diesen Kern wurde ein dünner seideisolierter Kupferdraht in einer Lage von 200 Windungen gelegt. Ein Ende dieser Windungen wurde mit dem 2 m hohen Empfangsdrahte und das zweite mit der Erde verbunden. Die Enden der sekundären Spule, welche aus 1000 Windungen von gleichfalls feinem isolierten Kupferdraht bestand, waren mit einem Rowland d'Arsonval-Galvanometer in Verbindung und gestattete es ein zwischengeschalteter Taster das Galvanometer nach jedem Ausschlage kurz zu schließen. Hierdurch wurde die Nadel sehr rasch zur Ruhe gebracht und auch ermöglicht, die Lage des Magneten zu ändern, ohne das Galvanometer zu beeinflussen.

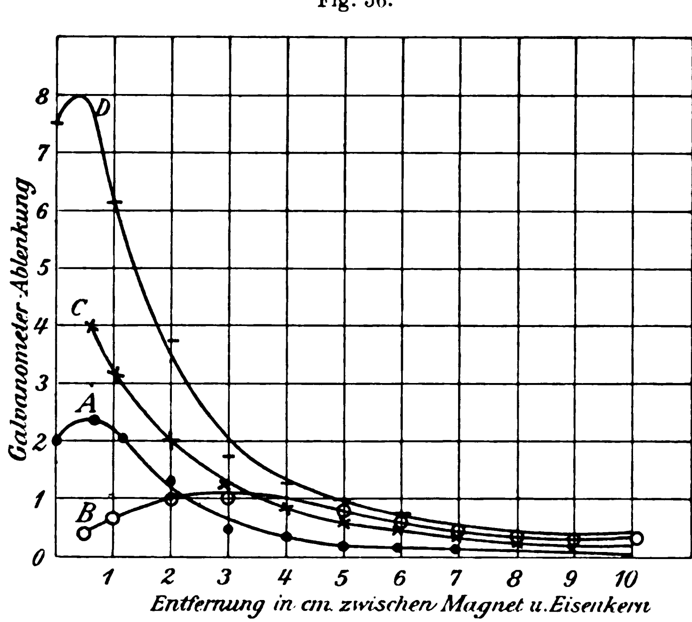
Die kleine Induktionsrolle des Senders wurde so geregelt, daß sie zwischen zwei kleinen Messingkugeln einen 2 mm langen Funken gab. Die eine der Kugeln war mit dem 2 m hohen Sendedrahte, die andere mit der Erde verbunden. Die Entfernung zwischen der Sende- und der Empfangsstelle wurde von 2 bis zu 20 m geändert. Eine gegenseitige Abstimmung der beiden Kreise fand nicht statt. Der Wellenanzeiger war auf einem mit Rinnen und einer Einteilung versehenen Brette so befestigt, daß sich der Hufeisenmagnet, durch die Rinnen geführt, nach vor- und rückwärts in der Brettebene senkrecht zu der Achse des Kernes verschieben und in jeder gewünschten Entfernung aufstellen ließ. Der Kurzschluß des Galvanometers wurde sodann aufgehoben, der Sendeapparat in Tätigkeit gesetzt und der Magnet gleichzeitig verschoben, bis der Nadelausschlag anstieg und der Sprung im Nadelausschlage bemerkt wurde.

Die nachstehenden Kurven (Fig. 56) zeigen den Sprung der Galvanometernadel für die gegebenen Entfernungen zwischen Magnet und Eisenkernen wie folgt an.

Kurve A: der Magnet wurde 10 cm von dem Kerne aufgestellt und bewegt sich für jede Ablesung um 1 cm näher. Kurve B: der Magnet wurde unmittelbar neben den Enden des Kernes aufgestellt, und für jede Ablesung um 1 cm entfernt. Kurve C: der Magnet wurde umgekehrt und wie bei A genähert. Kurve D: der Magnet wurde um die Achse so verdreht, daß das Feld bei jeder Ablesung umgekehrt war.

Ein Vergleich der beiden Kurven A und B zeigt, daß die Empfindlichkeit des magnetischen Wellenanzeigers sowohl von der Entfernung als auch der Richtuug, nach welcher sich der Magnet bewegt, abhängt. Ist der Magnet dem Wellenanzeiger nahe, so wird der Wellenanzeiger empfindlicher, wenn sich der Magnet nähert. Befindet sich jedoch der Magnet in einiger Entfernung vom Kerne, so erhöht sich die Empfindlichkeit bei der sich entfernenden Bewegung. Beide Kurven zeigen ein Maximum der Empfindlichkeit für eine bestimmte

Fig. 56.



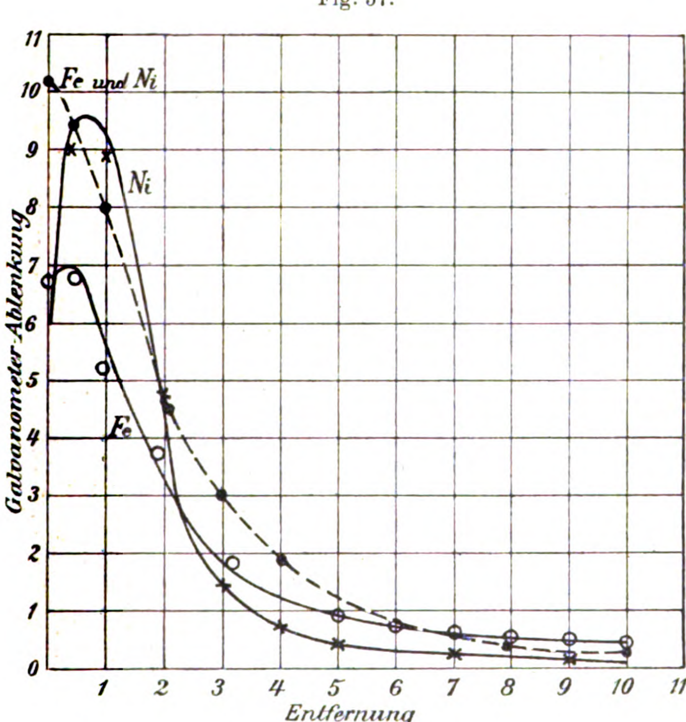
Entfernung des Magnetes vom Kerne an, welche für die Annäherung geringer ist als für das Entfernen.

Da sich Nickel in schwachen magnetischen Feldern mehr und in starken magnetischen Feldern weniger empfindlich als Eisen erweist, schloß Foley, daß bei Verwendung eines Nickelkernes eine gleichförmigere Empfindlichkeit für die wechselnden Entfernungen des Magnetes erreicht werden könne.

Zu diesem Zwecke wurden 4 Kerne von 5 cm Länge und annähernd 4 cm im Durchmesser aus verschiedenem Materiale hergestellt und mit 200 Windungen feinen seideisolierten Kupferdrahtes in einer Lage umgeben. Die sekundäre Wicklung bestand wie bei den ersten Versuchen aus 1000 Windungen ebenfalls feinem isolierten Kupfer-

draht. Kern 1 bestand aus 26 Pianodrähten von 0,6 mm Durchmesser. Kern 2 aus 10 Piano- und 10 Nickeldrähten von 0,82 mm Durchmesser. Kern 3 aus 2 Piano- und 13 Nickeldrähten und Kern 4 aus 14 Nickeldrähten. Die Kurven (Fig. 57) zeigen die für die verschiedenen Entfernungen des Magnetes erhaltenen Ablenkungen bei Verwendung dieser Kerne. Die Ablesungen wurden in der Zeit gemacht, während welcher sich der Magnet in der Entfernung von 1 cm bewegte. Nach

Fig. 57.



jedem solchen Abschnitte wurde der Magnet um 180° verdreht, um einen Polwechsel zu erhalten.

Die Empfindlichkeit des Anzeigers mit Nickelkern war von der mit einem Eisenkerne erhaltenen Empfindlichkeit nicht wesentlich verschieden. Entgegen der Voraussetzung schien die Empfindlichkeit mit dem Nickelkern in starken magnetischen Feldern größer zu sein als in schwachen, und umgekehrt mit dem Eisenkern in schwachen Feldern stärker zu sein als in starken. Beide zeigten ein Maximum der Empfindlichkeit bei geringen Entfernungen des Magnetes, doch ist die Entfernung bei Nickel etwas größer als bei Eisen. Der Nickel-

kern erwies sich bei kurzen Entfernungen bis zu 2,5 cm empfindlicher, bei größeren Entfernungen jedoch weniger empfindlich als der Eisenkern.

Bei dem gemischten Kerne Eisen-Nickel stiegen die Ablenkungen des Galvanometers bis zur direkten Berührung des Magnetes mit dem Kerne an (punktierte Kurve). Diese Kurve liegt in allen Punkten höher als die Eisenkurve und in der Mehrzahl der Punkte höher als jene der Nickelkurve, so daß ein Wellenanzeiger mit gemischtem Kern, bestehend aus hartgezogenem Nickel- und gehärtetem Stahldraht viel empfindlicher ist, als wenn dessen Kern aus bloß einem dieser Materialien hergestellt wird.

Geringe Ausschläge wurden bei Verwendung eines Antimonkernes und eines Kernes aus Eisenfeile in eine Glasröhre eingeschlossen erhalten. Mit einem Wismutkern wurde überhaupt keine Ablenkung bemerkt.

Aller Wahrscheinlichkeit nach hängt die in den beiden Figuren gegebene Form der Kurven noch von anderen als den hier betrachteten Faktoren ab, wie beispielsweise der Frequenz und Intensität der durch den Sender erregten elektrischen Schwingungen, sowie dem Grade der Härtung des Stahldrahtes ab.

Eine vollständige Klärung der Wirkungsweise des magnetischen Wellenanzeigers wird sohin durch diese Untersuchungen noch nicht gebracht.

D. Abstimmungs- und Resonanzversuche.

Professor A. Slabys Untersuchungen über die Abstimmung funkentelegraphischer Sender[1]). Die Durchführung einer störungsfreien Abstimmung korrespondierender Apparate ist eine der wichtigsten, bisher noch nicht vollständig gelösten Fragen der drahtlosen Telegraphie. Die hier gestellte Aufgabe ist eine doppelte und bezieht sich sowohl auf den Sender wie auf den Empfänger. Im nachstehenden werden jedoch nur die Mittel zur Erzeugung eintöniger Schwingungen und die Methoden zur sicheren und schnellen Abstimmung auf andere Wellenlängen ohne Aenderung der als gegeben betrachteten Sendeleiter behandelt. Diese Eintönigkeit der Schwingungen, welche durch die bisher gebräuchlichen Senderschaltungen nicht erfüllt ist, wird zur Erreichung des gesteckten Zieles notwendig.

---

[1]) E. T. Z. 1904 S. 712, 777, 915, 1085.

In dieser Arbeit, welche sich im wesentlichen auf experimentelle Untersuchungen stützt, wird dahin gestrebt, durch Aufstellung grundlegender Beziehungen in einfacher Weise in den wissenschaftlichen Zusammenhang einzudringen. Alle angeführten Messungen sind mit dem Multiplikationsstab von Slaby (s. a. F. d. T. II, S. 57) durchgeführt und haben den vollen Beweis für dessen Brauchbarkeit erbracht. Die abgeleiteten Formeln sollen dem Ingenieur bei der Lösung gestellter Aufgaben vor allem den Weg weisen, wogegen sich für die genaue Regulierung stets des Multiplikationsstabes zu bedienen sein wird.

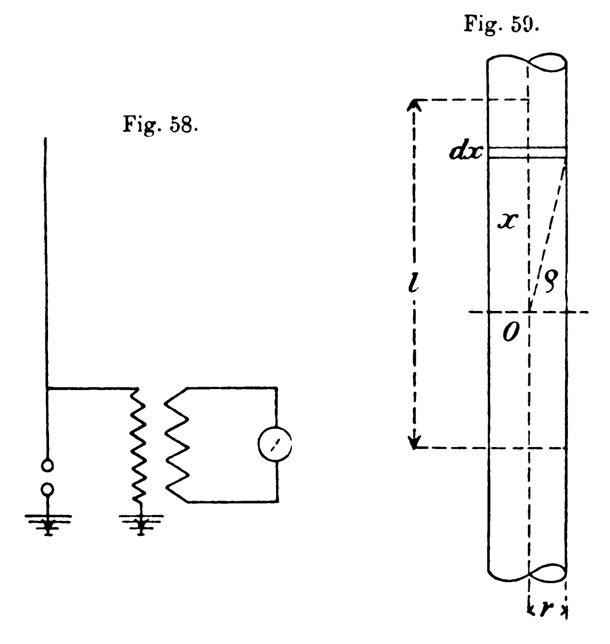


Fig. 58. Fig. 59.

I. Direkt erregte Sender. Den Ausgangspunkt für diese Untersuchungen bildet der ursprüngliche Sender von Marconi (Fig. 58) und gelangen deshalb die Schwingungen dieses Senders zunächst zur Behandlung, um sodann einige Erörterungen prinzipieller Bedeutung, die für alle Senderformen Gültigkeit haben, anzuknüpfen. Vorerst wird es jedoch für notwendig erachtet, die Begriffe der Kapazität und Selbstinduktion eines gestreckten Drahtes für schnelle Schwingungen festzustellen.

1. Kapazität und Selbstinduktion. a) Die Kapazität. Die Kapazität eines Drahtes von der Länge l (Fig. 59), als Teil eines unendlich langen Drahtes gedacht, wird durch das Verhältnis der Ladung zum Potential definiert

$$C = \frac{Q}{V}.$$

Bezeichnet σ die spezifische Ladung pro Flächeneinheit und r den Halbmesser des Querschnittes, so ist

$$Q = 2 r \pi l \sigma.$$

Wird die Mantelfläche (Fig. 59) in Ringelemente von der Größe $2 r \pi d x$ zerlegt und das Potential mit Bezug auf den Mittelpunkt 0 der Achse gebildet, welcher das gleiche Potential wie die Mantelfläche besitzt, so wird

$$d V = \frac{2 r \pi d x \sigma}{\rho}$$

und erhält man durch Integration dieses Ausdruckes das Potential der Mantelfläche auf sich selbst

$$V = 4 r \pi \sigma \left[\ln \left(\frac{l}{r} + \sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}}\right) - \ln r\right],$$

und, wenn l gegen r sehr groß wird,

$$V = 2 \frac{Q}{l} \ln \frac{l}{r},$$

sohin

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}}.$$

Dies trifft jedoch nur unter der Voraussetzung zu, daß die Flächendichtigkeit, sohin auch die Flächenspannung auf der ganzen Mantelfläche die gleiche ist. Beim Marconisender verteilt sich jedoch die Ladung von der Funkenstrecke bis zur Drahtspitze nach einem harmonischen Gesetze. Die Thomsonsche Formel

$$T = 2 \pi \sqrt{C L}$$

setzt ferner voraus, daß der Draht an und für sich kapazitätslos sei und die gesamte Kapazität C an irgend einer Stelle der Schwingungsbahn angesammelt ist.

Bezeichnet daher q (Fig. 60) die spezifische Ladung pro Längeneinheit an irgend einer Stelle und q_0 den Maximalwert an der Drahtspitze, so ist die Gesamtladung des Drahtes bei harmonischer Verteilung

$$M(q) \,.\, l = \frac{2}{\pi} q_0 l.$$

Wäre sonach die gesamte Kapazität an der Drahtspitze konzentriert, so müßte dort eine Kapazität vorhanden sein

$$C^1 = \frac{\frac{2}{\pi} q_0 l}{V_0},$$

wenn V_0 die höchste zulässige Flächenspannung ist. Die Drahtkapazität bei gleichmäßiger Ladungsverteilung ist

$$C = \frac{q_0 l}{V_0} = \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}},$$

sohin

$$C^1 = \frac{2}{\pi} C = \frac{2}{\pi} \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}}:$$

Für die Ladung ist nur die höchste zulässige Flächenspannung maßgebend, da bei Ueberschreitung die dielektrische Festigkeit des umgebenden Mediums überwunden wird und Entladung stattfindet.

Die für die Schwingung nutzbar zu machende Ladung ist, wenn V das Ladungspotentiale und V_0 die höchste zulässige Flächenspannung,

$$Q = V C = V_0 C^1,$$

sonach

$$\frac{V}{V_0} = \frac{C^1}{C} = \frac{2}{\pi}.$$

Danach darf die höchste Ladespannung nur etwa $^2/_3$ der höchsten zulässigen Flächenspannung betragen. Jeder Ueberschuß bedeutet Verluste, was im Dunklen am Leuchten des Drahtes erkannt wird, welches an den Drahtenden am stärksten auftritt und gegen die Funkenstrecke zu abnimmt.

Für die Fernwirkung eines Leiters ist die Schwingungsenergie maßgebend, diese aber kann höchstens der Ladeenergie gleich sein. Die Ladungsenergie ist, wenn V_0 die höchste zulässige Spannung,

$$A = \frac{V_0^2 C^1}{2}$$

und hängt nur von der Kapazität und der zulässigen Flächen-, nicht aber auch von der Ladespannung ab. Ein gegebener Sendeleiter vermag daher nur eine begrenzte, nutzbar zu machende Energie aufnehmen.

Es gibt nun nur zwei Mittel, die Energieaufnahme eines Sendeleiters zu erhöhen und zwar 1. die Umkleidung des Sendeleiters mit einer Isolation von größerer dielektrischer Festigkeit und 2. die Vergrößerung der Kapazität des Sendeleiters durch Verwendung parallel

geschalteter Sendedrähte in Harfen- oder Kegelform oder durch Anordnung von Flächenkapazitäten an der Spitze des Drahtes.

b) Die Selbstinduktion. Der Selbstinduktionskoeffizient eines in allen Teilen von dem gleichen Strome durchlaufenen Drahtes läßt sich durch die Kraftlinienzahl, welche die Einheit der Stromstärke erzeugt, definieren. Ein geradliniger Strom J (Fig. 61) erzeugt ein magnetisches Feld mit sich ringförmig schließenden Kraftlinien, dessen Intensität in der Entfernung x nach dem Biot-Savartschen Gesetze gleich $\frac{2J}{x}$ ist. Legt man durch den Stromträger von der Länge l

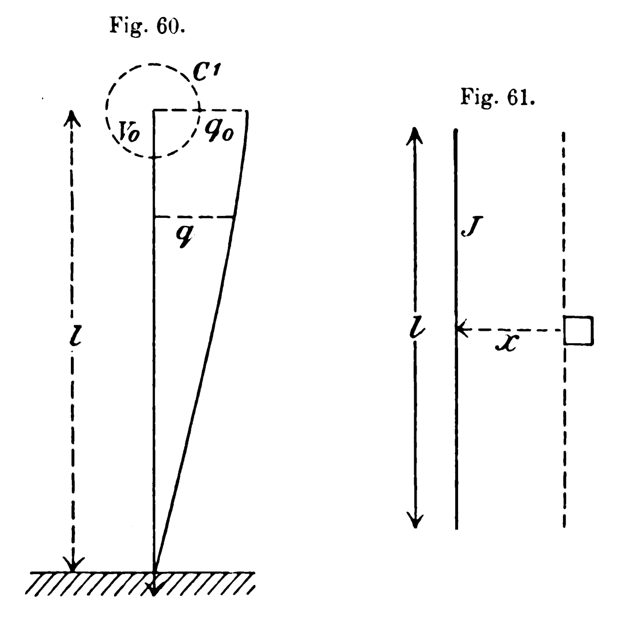


Fig. 60. Fig. 61.

und den Punkt x eine Ebene, so gehen durch einen Elementarstreifen $\frac{2Jl\,dx}{x}$ Kraftlinien hindurch. Die Gesamtzahl der von einem Strome 1 erzeugten Kraftlinien ist sohin

$$L = 2l \int_{x=r}^{x=\infty} \frac{dx}{x},$$

wenn r den Drahtradius bedeutet. Das Biot-Savartsche Gesetz ist jedoch an die Voraussetzung $l = \infty$ gebunden. Für einen sehr langen Draht läßt sich jedoch mit großer Annäherung setzen

$$L = 2\,l \int\limits_{x=r}^{x=l} \frac{dx}{x} = 2\,l \ln \frac{l}{r}.$$

Der im Marconidraht auftretende Strom ist aber nicht in allen Querschnitten der gleiche, sondern befolgt in seiner örtlichen Verteilung ein harmonisches Gesetz. Es ist sonach wieder mit einem Mittelwerte $\frac{2}{\pi}$ zu rechnen und wird für den Selbstinduktionskoeffizienten des Marconidrahtes erhalten

$$L^1 = \frac{2}{\pi}\,L = \frac{4}{\pi}\,l \ln \frac{l}{r},$$

und läßt sich in erster Annäherung mit diesem Werte auch für schnelle Schwingungen rechnen.

2. Der Marconisender. Wird der Marconisender als ein Kreis betrachtet, der durch eine kapazitätslose Drahtleitung mit dem Selbstinduktionskoeffizienten L^1 und durch die an der Spitze angesammelt gedachte Kapazität C^1 zur Erde geschlossen ist, so läßt sich zur Berechnung der Schwingungsperiode die Thomsonsche Formel

$$T = 2\pi \sqrt{C^1 L^1}$$

dann verwenden, wenn die elektrostatische Kapazität C^1 durch Division mit v^2 in das elektromagnetische Maß überführt wird

$$T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{\frac{2}{\pi} \cdot \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}} \cdot \frac{4}{\pi}\,l \ln \frac{l}{r}} = \frac{4\,l}{v}.$$

Erfolgt die Ausbreitung der Schwingungen mit Lichtgeschwindigkeit, so ist $v \,.\, T$ die Wellenlänge λ und man erhält die angenäherte Grundbeziehung

$$\frac{\lambda}{4} = l.$$

Der Marconidraht schwingt sonach in einer Viertelwellenlänge. Die gleichfalls entstehenden Oberwellen sind wegen ihrer wesentlich geringeren Energie außer acht zu lassen, da sie eine Störung der für die Abstimmung maßgebenden Verhältnisse niemals veranlassen können.

Verschiedene Versuche, bei welchen die Feststellung der Knotenpunkte mittels des Multiplikationsstabes erfolgte, erwiesen, daß die

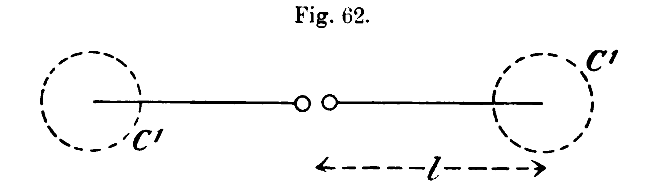
abgeleitete Beziehung $\frac{\lambda}{4} = l$ mit einer für praktische Zwecke ausreichenden Genauigkeit zutrifft. Eine wichtige praktische Frage für die Funkentelegraphie ist aber die, ob die Erde des Marconidrahtes mit Vorteil durch einen Gegendraht ersetzt werden kann. Werden zur Klarstellung dieser Frage die beiden Drähte von der Länge l (Fig. 62) kapazitätslos und die reduzierten Kapazitäten C^1 an deren Enden lokalisiert angenommen, so erhält man für die geradlinige Schwingungsbahn

$$L^1 = \frac{2}{\pi} \cdot 4 l \ln \frac{l}{r}.$$

Die Gesamtkapazität hat den aus der Hintereinanderschaltung der Endkapazitäten resultierenden Wert

$$C^1 = \frac{1}{2} \frac{2}{\pi} \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}} \cdot \frac{1}{v^2},$$

Fig. 62.



und wird sonach

$$T = 2\pi \sqrt{C^1 L^1} = \frac{4l}{v} \text{ und } \lambda = v \cdot T = 4l$$

dementsprechend die Wellenlänge nicht geändert, und läßt sich sonach für deren Berechnung die Erde durch ein Spiegelbild des Marconidrahtes ersetzt denken.

Die Energieaufnahme ist bei Erdung im Betrage

$$A_1 = \frac{V_0^2 C^1}{2},$$

bei Anwendung eines Gegendrahtes jedoch nur im Betrage von

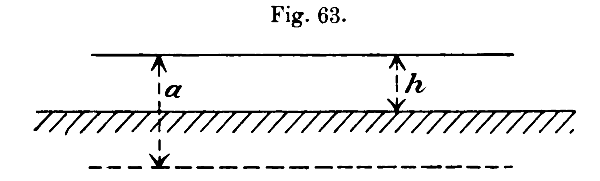
$$A_2 = \frac{V_0^2 C^1}{4}$$

möglich, daher theoretisch nur halb so groß. Die Fernwirkung hängt aber in erster Linie von der Energieaufnahme ab und ist sonach **die Erdung dem Gegendrahte vorzuziehen.**

Es erweist sich dies einfach dadurch, daß man die Energieaufnahme durch den Schwingungsstrom mit einem an der Funkenstrecke eingeschalteten Hitzdrahtinstrumente kontrolliert. Es verhalten sich die Ausschläge bei Anwendung des Gegendrahtes und bei guter Erdung wie 1 : 1,5.

3. Die Eichung der Multiplikationsstäbe. Die Beziehung $\frac{\lambda}{4} = l$ ist für gewöhnlich nur eine angenäherte, da die Rechnung von nicht immer erfüllbaren Voraussetzungen ausgeht. So ist die Kapazität für einen unendlich langen Draht berechnet, der sich weit von Massen befindet, welche eine elektrische Ladung aufnehmen können. Die Berechnung des Induktionskoeffizienten vernachlässigt wieder die gegenseitige Induktion durch benachbarte lineare Leiter, berücksichtigt weiter nicht den Umstand, daß bei schnellen Schwingungen der Strom an der Oberfläche des Drahtes bleibt und setzt gleichfalls eine unendliche Drahtlänge voraus. Für die Eichung der Multiplikationsstäbe steht

Fig. 63.



nun kein anderes Mittel als die Wellenausbildung an linearen Leitern zur Verfügung, und mußten daher diese Fragen der Untersuchung unterzogen werden.

Nach den vorliegenden Untersuchungen ist anzunehmen, daß an geradlinigen Drähten die Ausbreitung der Elektrizität sich tatsächlich mit Lichtgeschwindigkeit vollzieht, sonach die Beziehung $\lambda = T v$ richtig ist. Kapazitätsmessungen an langen Drähten in geschlossenen Räumen geben stets große, bis zu 20 % betragende Abweichungen gegenüber der Berechnung nach der Formel $\frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}}$. In einem großen, am Boden seiner ganzen Ausdehnung nach mit Zink belegtem Saale wurde unter Berücksichtigung des Abstandes bessere Uebereinstimmung erzielt.

Auf einen im Abstande h (Fig. 63) von der Erde zu einer leitenden Fläche parallel geführten Drahte übt, wie die Rechnung zeigt, eine Fläche die gleiche Wirkung aus wie ein im Abstande $a = 2h$ parallel

geführter Draht und läßt sich daher zur Berechnung der Kapazität die Fläche durch ein Spiegelbild des Drahtes ersetzen. Die Kapazität zweier Drähte mit den Potentialen $+V$ und $-V$ ohne Berücksichtigung der Erdnähe berechnet sich nach der Formel

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{a^2}{r_1 r_2}},$$

wobei a den gegenseitigen Abstand der Drähte und $r_1 r_2$ die Halbmesser der Drähte darstellen.

Ist $r_1 = r_2$ und stellt der zweite Draht das Spiegelbild des ersten dar, indem sich in der Entfernung $\frac{a}{2}$ von l die Erde befindet, so wird

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{a}{r}} = \frac{l}{2 \ln \frac{2h}{r}},$$

weil die Potentialdifferenz nur mehr die Hälfte beträgt.

Messungen an einem blanken 10 m langen Drahte von 0,8 mm Dicke, welcher horizontal über dem Zinkboden ausgespannt war, lieferten bei verändertem Abstande h Kapazitätswerte, welche mit den nach vorstehender Formel berechneten fast vollständig übereinstimmten. Der Einfluß des Bodens bei Entfernungen von über 100 cm ist minimal, so daß bei einem Abstande von 75 bis 100 cm, welcher meist eingehalten wurde, die Drahtkapazität mit 6 cm für den Meter gerechnet werden kann. Die Berechnung nach der Formel $C = \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}}$ liefert pro Meter nur 4,9 cm Drahtkapazität, somit einen um rund 20 v. H. geringeren Wert.

Messungen in einem Saale mit Holzboden brachten unerwarteterweise das gleiche Ergebnis und scheint es sonach für die Kapazitätswirkung gleichgültig zu sein, ob der Boden aus leitendem Materiale besteht oder nicht. Da nun Kapazitätsvergrößerung in geschlossenen Räumen immer vorhanden ist, konnte auch die Eichung der Multiplikationsstäbe in solchen nicht vorgenommen werden.

Im Freien über einer langen gepflasterten Straße vorgenommene Kapazitätsmessungen ergaben bei einem Abstande von 1 m über dem Boden eine Kapazität von 5,2 cm pro Meter, näherten sich sonach dem theoretischen Werte 4,9 um ein bedeutendes. Für die Eichung der Multiplikationsstäbe wurden die Drähte zur Sicherheit 2 m über

Erdboden gespannt, so daß die Anwendung der Formel $C = \frac{l}{2 \ln \frac{l}{r}}$ zulässig war.

Eine Kontrolle der benutzten Rechnungsmethode für die Selbstinduktion konnte nicht vorgenommen werden, da solche Messungen an geradlinigen Drähten mit der erforderlichen Zuverlässigkeit überhaupt noch nicht ausgeführt wurden. Es läßt sich jedoch schließen, daß größere Abweichungen nur dann auftreten, wenn lineare Leiter oder größere gutleitende Flächen in der Nähe sind, was an der angegebenen Stelle ausgeschlossen war. Wird das Ende eines freischwingenden Drahtes als das natürliche Ende einer Viertelwelle angesehen, so stimmt die Elektrizitätsgeschwindigkeit am Drahte mit der Lichtgeschwindigkeit nur dann überein, wenn weder die Kapazität noch die Selbstinduktion des Drahtes durch äußere Einflüsse gestört werden.

Da bei dem Multiplikationsstabe wegen der Spulenform des Drahtes äußere Einflüsse auf dessen Selbstinduktion ausgeschlossen sind und bezüglich der Kapazität durch Innehaltung eines gewissen Abstandes von dem zu messenden Leiter vermieden werden können, muß er, wenn er an einem geradlinigen, von Störungen nicht beeinflußten Schwingungsleiter geeicht ist, stets die richtigen Frequenzen bezw. Wellenlängen angeben, welche sich auf die Ausbreitung der Schwingungen im freien Raume beziehen. Ist die Kapazität oder Selbstinduktion eines zu messenden geradlinigen Schwingungsleiters durch äußere Einflüsse gestört, so befindet sich die gemessene Wellenlänge nicht in Uebereinstimmung mit der Drahtlänge, außer es ist die Störung beider Größen zufällig eine solche, daß die Beziehung $l = \sqrt{CL}$ erfüllt bleibt.

Multiplikationsstäbe zeigten in dem mit dem Zinkboden belegten Raume um 4 bis 5 % kleinere Wellen an, als die Länge der verwendeten Drähte betrug. In mit Holzboden belegtem Raume zeigen sie dagegen mit den Drahtlängen übereinstimmende Wellenlängen an.

Die gefundene Abweichung in mit Zink belegtem Raume läßt sich auch rechnerisch begründen. Die richtige, der Lichtgeschwindigkeit entsprechende Wellenlänge ergibt sich aus

$$T v = \lambda = 2 \pi \sqrt{\frac{2}{\pi} C \cdot \frac{2}{\pi} L},$$

wenn unter Berücksichtigung des Abstandes vom Zinkboden

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{2h}{r}}$$

gesetzt und die Selbstinduktion unter Annahme reiner Oberflächenströmung ermittelt wird. Der Selbstinduktionskoeffizient eines Drahtes l vom Halbmesser r hat, wenn der Strom nicht in das Innere eindringt, den gleichen Wert wie die gegenseitige Induktion zweier paralleler Drähte und berechnet sich sonach aus

$$M = 2l\left(\ln \frac{2l}{r} - 1\right).$$

Von diesem Betrage ist jedoch die gegenseitige Induktion durch den leitenden Zinkboden abzuziehen. Ersetzt man diesen durch einen parallelen Draht, so wird der gesamte Induktionskoeffizient des Schwingungsdrahtes

$$L = 2l\left(\ln \frac{2l}{r} - \ln \frac{2l}{h}\right) = 2l \ln \frac{h}{r}$$

und wird

$$Tv = \lambda = 4l \sqrt{\frac{\ln \frac{h}{r}}{\ln \frac{2h}{r}}}$$

und erhält man für $h = 100$ cm und $r = 0{,}04$ cm als Viertelwellenlänge über dem Zinkboden

$$\frac{\lambda}{4} = 0{,}958\, l.$$

Die Messung an einem 12 m langen Drahte von 0,8 mm Durchmesser ergab bei 1 m Bodenabstand für $\frac{\lambda}{4} = 5{,}75$ m statt 6 m. Die Rechnung liefert für $\frac{\lambda}{4} = 5{,}748$ und gibt somit eine schöne Uebereinstimmung.

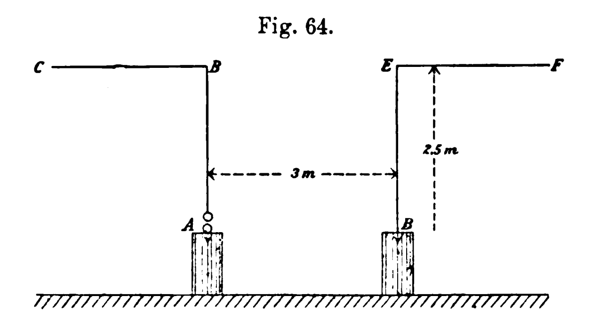
Bei feuchter nebeliger Witterung durchgeführte Eichung ergab gegenüber der Eichung bei klarem Frostwetter, trotzdem in beiden Fällen mit gleicher Sorgfalt gearbeitet wurde, eine für die ganze Meßreihe gleichbleibende Differenz von mehreren Prozenten, die sich nur aus der Kapazitätsvergrößerung des Schwingungsleiters durch die feuchte Luft erklären läßt. Dementsprechend werden in der Folge die Eichungen nur bei trockenem Wetter vorgenommen.

4. Die Fernwirkung des Marconisenders. Der elektrische

Vorgang in einem frei schwingenden Drahtgebilde kennzeichnet sich durch einen fortwährenden Wechsel zwischen Ladungs- und Strömungsenergie.

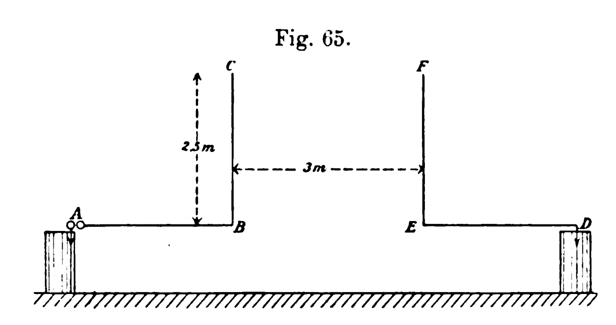
Um die günstigste Form eines Sendeleiters bestimmen zu können, ist es zu wissen notwendig, von welcher Energieform des schwingenden

Fig. 64.



Leiters die Fernwirkung abhängt. Der obere Teil eines schwingenden Drahtes erzeugt nun ein pulsierendes elektrisches, der untere Teil ein mit gleicher Frequenz pulsierendes magnetisches Kraftfeld. Die elektrischen Kraftlinien gehen normal zur Drahtoberfläche aus, die magnetischen Kraftlinien schließen sich zu wachsenden konzentrischen

Fig. 65.



Kreisen. Jene verdichten sich in Luftschichten, die von der Erdoberfläche einen gewissen Abstand haben, diese in deren unmittelbarer Nähe. Beide Energieformen üben aber Fernwirkungen aus.

Nach der Maxwellschen Theorie nehmen die elektrischen Fernwirkungen mit dem Kubus, die magnetischen mit dem Quadrate der Entfernungen ab. Es stellt sich nun die Frage: Sind an der Fernwirkung eines funkentelegraphischen Senders die elektrischen oder die magnetischen Kraftlinien in gleicher Weise beteiligt, bezw. welche von diesen beiden hat das Uebergewicht?

Wiewohl nun das Studium dieser Frage in den Laboratorien, weil sich die rein elektrischen Wirkungen niemals ausschließen lassen, sehr große Schwierigkeiten bietet und bei Versuchen im Freien mit den verschiedensten Einflüssen zu rechnen ist und außerdem das sichere Meßinstrument fehlt, welches die Wirkungen ziffermäßig zu ordnen gestattet, wurde diese Frage auf Grund der folgenden Versuche im Sinne der Maxwellschen Folgerungen zu beantworten gesucht.

Ein geerdeter Sendedraht ABC von 5 m Länge wurde so angeordnet, daß er mit seiner halben Länge einem gleichartigen Empfänger DEF parallel lief und zwar einmal in der Aufstellung Fig. 64, das andere Mal in der Aufstellung Fig. 65. Im ersten Falle wirkte hauptsächlich der Spannungsbauch, im zweiten Falle der Strombauch des Senders. Als Erdung diente der Zinkbelag des Fußbodens, welcher mit den Drähten durch je einen Zinkzylinder von 1 m Höhe und 0,4 m Durchmesser verbunden war. Die Funkenlänge am Empfänger bei F mit dem Mikrometer gemessen ergab im Falle 1 (Fig. 64) 0,293 mm und im Falle 2 (Fig. 65) 0,403 mm. Die Wirkung des Strombauches war hiernach um 38 % größer als die des Spannungsbauches.

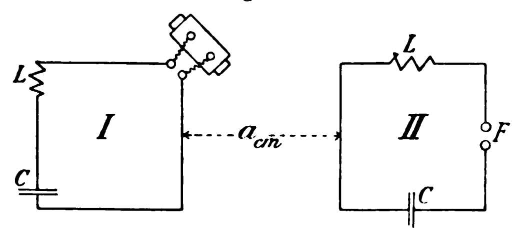
Eine Wiederholung des Versuches mit 10 m langen Drähten bei 1,6 m Abstand ergab einen Unterschied im gleichen Sinne von 35 %.

Wurden zwei Quadrate von 3 m Seitenlänge aufeinander abgestimmt und einander abwechselnd wie in Fig. 66 und 67 gegenübergestellt, so sind, da sich zwischen der Selbstinduktion L und der Kapazität C stets der Spannungs- und auf dem gegenüberliegenden Draht der Strombauch ausbildet, im ersten Falle die elektrischen, im zweiten Falle die magnetischen Kraftlinien an der Uebertragung stärker beteiligt. Bei größerer Nähe des Spannungsdrahtes zeigt sich eine schnellere Abnahme der Wirkung als im anderen Falle. Von einer gewissen Entfernung ab ist die Wirkung für beide Fälle die gleiche und dürfte von da aus nur den magnetischen Kraftlinien zuzuschreiben sein.

Hieraus zieht sich der wichtige Schluß, den Standort des Senders so zu wählen, daß sich die vom Strombauch ausgehenden Kraftlinien möglichst unbehindert entwickeln und ausbreiten können. Alle lotrechten Leiter und Halbleiter von einiger linearer Ausdehnung in der Nähe der Station wirken, da sie von den magnetischen Kraftlinien geschnitten werden, als ein Verlust bringendes Hindernis. Es sind daher die Standorte möglichst hoch und so zu wählen, daß die erwähnten Hindernisse möglichst ausgeschaltet werden. Eine gute Erdung ermöglicht erst die volle Ausnutzung des Strombauches. Auf Schiffen

läßt sich eine solche leicht herstellen. Für Landstationen sind zumeist besondere Vorkehrungen zu treffen. Die Güte einer Erdverbindung läßt sich leicht mit dem Multiplikationsstabe feststellen, indem man tunlichst nahe zur Erde eine Funkenstrecke legt, deren zweiter Pol mit einem 10 bis 20 m langen geraden Drahte verbunden ist. Nun wird

Fig. 66.



die Viertelwellenlänge des Drahtes gemessen. Je mehr sich diese Viertelwellenlänge der Drahtlänge nähert, desto besser ist die Erdung.

5. Harfen und Kegelsender. Es wurde bereits gezeigt (s. die F. d. T. II, S. 60), daß zwei im Abstande e parallel geführte

Fig. 67.

Drähte von der Länge l und der Dicke $2r$ für gleichmäßig verteilte Ladung von gleichem Vorzeichen die Kapazität

$$C = \alpha \frac{2l}{2 \ln \frac{l}{r}}$$

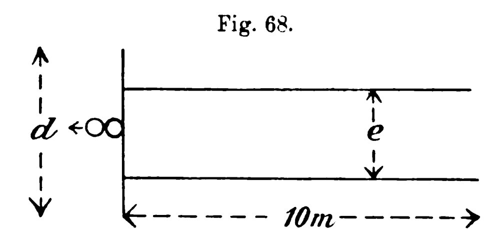
haben, welche, da die gleich geladenen Drähte eine entelektrisierende Wirkung aufeinander ausüben, kleiner ist als die doppelte Kapazität eines Leiters, und erscheint diesem Umstande durch den Entelektrisierungsfaktor $\alpha < 1$ Rechnung getragen. Dieser Faktor wurde in folgender Weise ermittelt.

An einer ähnlich wie in Fig. 64 mittels Blechzylinder und Zinkboden geerdeten Funkenstrecke wurde ein Querdraht d von 1 m Länge befestigt und mit diesem ein 10 m langer, parallel zum Zinkboden

ausgespannter Draht verbunden. Die Kapazität dieses Drahtes betrug nach Abzug des Querdrahtes 60 cm und die Viertelwellenlänge 9,6 m. Nunmehr wurden zwei Drähte in verschiedenem Abstande e (Fig. 68) voneinander ausgespannt und in gleicher Weise Kapazität und Wellenlänge gemessen.

Es ergab sich aus diesen Messungen, daß die Kapazität der Drähte mit zunehmender Entfernung e immer langsamer zunimmt und bei 1 m Entfernung die doppelte Kapazität eines Drahtes erreicht, die von da ab gleich bleibt. Es schließt sich hieraus, daß die entelektrisierende Wirkung bei einer Entfernung der Drähte von 1 m ver-

Fig. 68.



schwindet. Auf diese Entfernung zeigen auch die Wellen in den beiden Drähten eine Länge, die der Wellenlänge im Einzeldraht entspricht.

Der Faktor α folgt aus der Beziehung

$$\alpha = \frac{C}{120}$$

und zeigt nachstehende Abhängigkeit von der Entfernung e:

e cm	α
5	0,700
10	0,775
20	0,842
30	0,883
40	0,917
60	0,958
80	0,983
100	1,000

Der Selbstinduktionskoeffizient des Doppeldrahtes wäre, wenn die wechselseitige Induktion vernachlässigt werden könnte, da die Drähte parallel geschaltet sind, nur halb so groß wie der eines einfachen Drahtes. Die wechselseitige Induktion der gleichgerichteten

Ströme vermehrt aber die Selbstinduktion um einen gleichfalls von der Entfernung abhängigen Betrag und beträgt sonach für den Doppeldraht

$$L = \frac{1}{\beta} l \ln \frac{l}{r},$$

worin der Koeffizient β von der Entfernung e abhängig und < 1 ist.

Sind die Wellenlängen bekannt, so läßt sich die Selbstinduktion aus der Beziehung

$$\frac{\lambda}{4} = \sqrt{CL}$$

und daraus auch wieder β ableiten, wenn der Selbstinduktionskoeffizient des einfachen Drahtes bekannt ist.

Nach den Untersuchungen erstreckt sich der Einfluß der wechselseitigen Induktion auf weitere Entfernungen als der Einfluß der entelektrisierenden Wirkung und wird sonach erst bei einem Abstande der Drähte um mehr als 1 m, $\alpha = \beta$. Erst auf diese Entfernung unterscheidet sich die Wellenlänge des Doppeldrahtes nur mehr unwesentlich von jener des einfachen Drahtes.

Die sekundliche Schwingungsenergie nimmt nun mit $\sqrt{\frac{C}{L}}$ zu und läßt sich daher durch einen Doppeldraht tatsächlich verdoppeln.

Das gleiche trifft auch für n parallel geführte Drähte zu und läßt sich die sekundliche Schwingungsenergie im Verhältnisse 1 : n ohne wesentliche Aenderung der Wellenlänge steigern, wenn die Drähte einen Abstand von mehr als 1 m besitzen.

Bei geringerem Abstande der Drähte trifft dies, da der Faktor α zu berücksichtigen ist, nicht zu. Messungen an einer Harfe von zehn parallelen 10 m langen Drähten bei einem Drahtabstand von 25 cm ergaben eine Kapazität von 323 cm und eine Viertelwellenlänge von 12,22 m. Der Selbstinduktionskoeffizient wurde mit 4623 cm und die sekundliche Schwingungsenergie $10\,\alpha = 5{,}38$mal größer als die Energie eines einzelnen Drahtes von 10 m Länge ermittelt.

Könnte man den Abstand der einzelnen Drähte mit 2 m wählen, so ließe sich die Energie sicher um den zehnfachen Betrag steigern, es entsteht aber dann die Frage, ob ein solcher Harfensender noch eintönig ist. Versuche zeigen nun, daß das Drahtsystem einer Harfe nicht als ein Ganzes schwingt, sondern daß jeder Draht eine eigene Welle annimmt, deren Länge von der Entfernung des Anschlußpunktes von der Funkenstrecke mit abhängig ist. Es läßt sich die ganze

Harfe aber auf verschiedene Weise leicht eintönig machen, und es ist das einfachste, die oberen Enden der Harfe leitend zu verbinden.

Die Untersuchungen bei kegelförmiger Anordnung der Sendedrähte ergab, daß sich die sekundliche Schwingungsenergie zwar ebenfalls wesentlich, aber doch nicht so sehr wie bei Harfensendern vergrößern läßt, somit der Harfensender günstigere Wirkungen hat.

Im allgemeinen lassen sich jedoch durch Harfen- und Kegelanordnungen Kapazitätsvergrößerungen und Verstärkungen der Fernwirkungen innerhalb weiter Grenzen ermöglichen, so daß jede noch so große Entfernung auf der Erdoberfläche überwunden werden kann, vorausgesetzt, daß die Möglichkeit vorliegt, die Drahtmassen der Schwingungsgebilde beliebig zu vermehren und die erforderliche Ladeenergie mit ausgedehnten Maschinenanlagen zu erzeugen.

6. Spulensender. Für Abstimmungszwecke muß ohne Aenderung der als gegeben zu betrachtenden linearen Senderlänge die Wellenlänge mit einfachen Mitteln geändert werden können. Eine Vergrößerung der Wellenlänge läßt sich innerhalb weiter Grenzen durch Einschalten von Spulen zwischen Sendedraht und Funkenstrecke erzielen. Es ist nun auch der weitere Einfluß einer solchen zusätzlichen Selbstinduktion zu untersuchen.

Für die Feststellung der Selbstinduktionskoeffizienten wurde sich nach einem von Nernst angegebenen Verfahren durch Eichung mit Hochfrequenzströmen folgender Einrichtung bedient. Eine Brücke (Fig. 69) wird über eine Funkenstrecke mit Hochspannung gespeist. Zwei Zweige der Brücke enthalten Leidener Flaschen C von genau gleicher Kapazität (1200 cm). In den anderen Zweigen befinden sich einerseits die zu eichenden Spulen Ln, anderseits Quadrate von der Seitenlänge a, deren Selbstinduktionskoeffizienten für Hochfrequenz nach der Wienschen Formel

$$L = 4\left[2a \ln \frac{a}{1{,}207\, r} - 1{,}1716\, a\right]$$

berechnet werden.

Bei gleichem Potential in A und B sind auch hier die Produkte der gegenüberliegenden Widerstände, im vorliegenden Falle sind es die scheinbaren, gleich, d. h.

$$L\omega \,.\, \frac{1}{C\omega} = L_n\,\omega \,.\, \frac{1}{C\omega} \text{ oder } L = L_n.$$

Man schaltet, um dieses Gleichgewicht herzustellen, bei bestimmter Seitenlänge a Spulen von verschiedener Windungszahl versuchsweise

so lange ein, bis das Licht der in Brückendiagonale AB eingeschalteten Geißlerröhre erlischt, da dann das Ziel erreicht ist. Da sich die Selbstinduktion von Quadraten nach der gegebenen Formel bis auf 3 % genau berechnen läßt, bestimmt sich auch die Selbstinduktion der zu eichenden Spulen mit der gleichen Genauigkeit.

Die Angaben beziehen sich hierbei auf eine nahezu gleichmäßige Stromverteilung in den einzelnen Windungen der Spule.

Für die Abstimmung einer gegebenen Drahtlänge l auf größere Wellenlängen als $\frac{\lambda}{4} = l$ mittels Spulen kommt nur deren Einschaltung

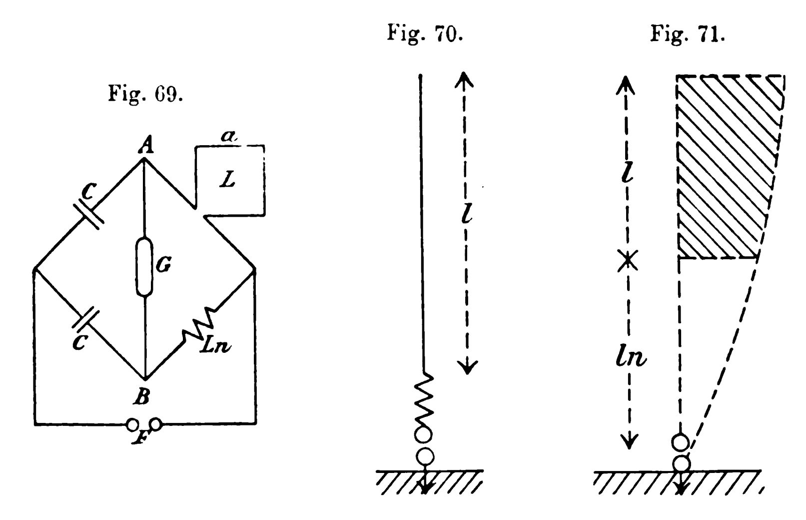


Fig. 69. Fig. 70. Fig. 71.

unmittelbar oberhalb der Funkenstrecke (Fig. 70) in Betracht, die Wellenlänge folgt aus der Schwingungsformel

$$\lambda = 2\pi \sqrt{C^1 L^1},$$

wenn für C^1 und L^1 die entsprechend reduzierten Werte genommen werden. Ersetzt man die Spule durch eine äquivalente Drahtlänge ln (Fig. 71), so müßte der Draht $ln + l$ die aufgetragene Spannungsverteilung annehmen. Dem Drahte l würde hierbei eine Kapazität entsprechen, die durch den Mittelwert der schraffierten Fläche bestimmt ist. Statt des Reduktionsfaktors $\frac{2}{\pi}$, der für den vollen Quadranten einer Sinuslinie gilt, ist jetzt ein größerer Formfaktor zu rechnen, den man durch Planimetrierung an einer Sinuslinie für beliebige Verhältnisse $\frac{l}{\frac{\lambda}{4}}$ ermitteln und graphisch auftragen kann. Für die Selbst-

induktion des geraden Drahtes ist in ähnlicher Weise die in Fig. 72 schraffierte Fläche für die Stromverteilung zu berücksichtigen, aber statt des Reduktionsfaktors $\frac{2}{\pi}$ ein kleinerer Formfaktor ξ zu nehmen, der gleichfalls durch Planimetrierung gewonnen und als Funktion von $\frac{l}{\frac{\lambda}{4}}$ zum Abgreifen für beliebige Verhältnisse aufgetragen wird.

Die Kapazität der Spule ist außerordentlich klein und der Drahtkapazität gegenüber zu vernachlässigen. Der Formfaktor für die Selbst-

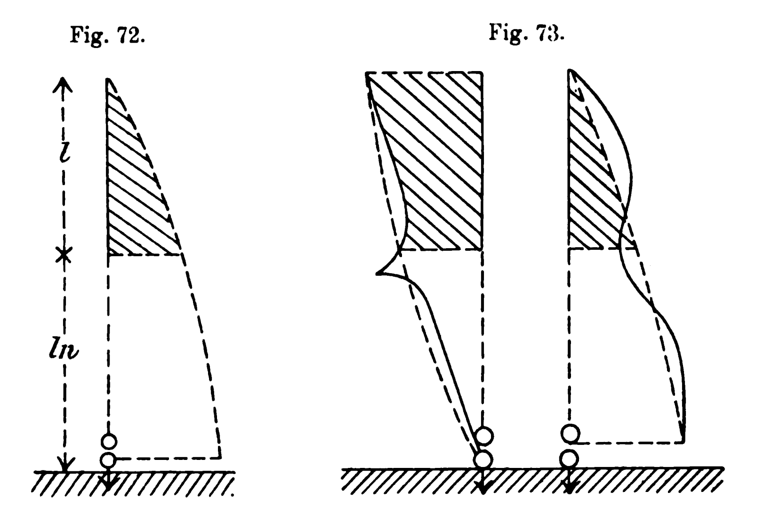


Fig. 72. Fig. 73.

induktion der Spule läßt sich mit ebenso großer Annäherung gleich 1 setzen, so daß sich die Wellenlänge des Gesamtsystemes nach der Formel berechnet

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2} \sqrt{(Ln + Ld\xi)\ Cd\eta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

worin ξ den Formfaktor für den Strom und η jenen für die Spannung bedeutet.

Durch die Einfügung der Spulen erleiden jedoch die in Fig. 71 und 72 dargestellten Spannungs- und Stromkurven eine Verzerrung (Fig. 73), indem sich am Ende der Spule stets eine kleine Spannungssteigerung in Verbindung mit einem schwachen Stromabfall zeigt.

Um nun zu untersuchen, ob diese Aenderung einen wesentlichen Einfluß auf die angegebene Berechnung der Wellenlänge ausübt, wurden

an einem 10 m langen Drahte unter Einschaltung verschiedener Spulen die Wellenlängen gemessen und mit den berechneten verglichen, wobei sich so geringfügige Abweichungen ergaben, daß die angewendete Methode zulässig und einwandfrei ist.

Um einen Marconisender gegebener Drahtlänge auf eine größere Wellenlänge abzustimmen, mißt man vorerst mit der Telephonbrücke die Kapazität und mittels des Multiplikationsstabes die Wellenlänge dieses Senders. Aus der Beziehung

$$\frac{\lambda o}{4} = \sqrt{Cd \,.\, Ld}$$

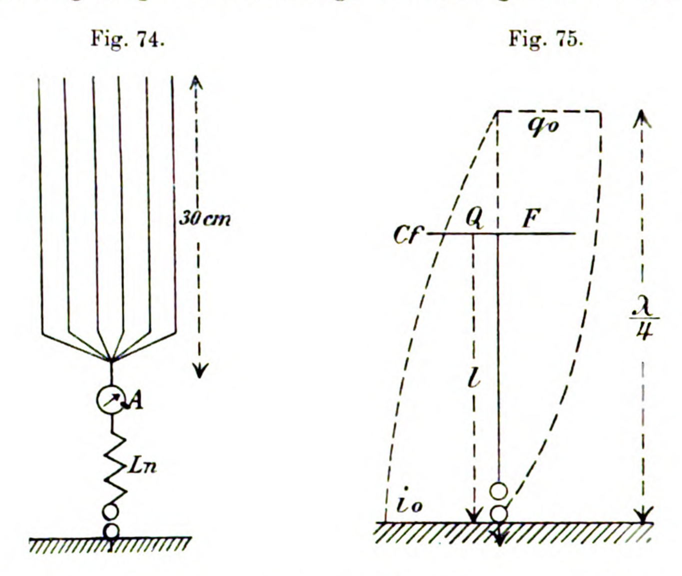
berechnet sich der Selbstinduktionskoeffizient Ld. Dem Verhältnis $\frac{l}{\frac{\lambda}{4}}$ entsprechend werden vorerst aus der erwähnten Kurventafel die Werte für ξ und η abgegriffen und wird sodann aus der Gl. 1 der erforderliche Wert für Ln berechnet. Man entnimmt hierauf aus dem vorhandenen Vorrate von Selbstinduktionsspulen eine, deren Wert dem berechneten entspricht, bezw. etwas größer ist, so daß sie durch eine geringe Verkürzung des Windungsdrahtes leicht darauf abgestimmt werden kann. Zur größeren Sicherheit wird die nach Einschaltung der Spule berechnete Wellenlänge mittels des Multiplikationsstabes kontrolliert.

Ordnet man eine Reihe von Tastern an, welche mit der Funkenauslösung zugleich die Einschaltung verschiedener Spulen bewirken, so kann man nach Bedarf fortlaufende Reihen von Impulsen verschiedener Wellenlängen erteilen. Auf diese Weise läßt sich eine mehrfache Abstimmungstelegraphie durchführen, deren Wert darin besteht, daß die Genauigkeit der verwendeten Wellenlängen von der Sachkenntnis und Geschicklichkeit des Telegraphisten unabhängig wird.

Mit der Verwendung von Spulen zu Abstimmungszwecken ist aber stets eine Schwächung der Fernwirkung verbunden, für welche allein die in dem Leiter linear schwingende Stromenergie in Betracht kommt. Die Größe dieser Stromenergie hängt nun vom Formfaktor ab und verringert sich demnach mit zunehmender Spuleninduktion. Die Ladungsenergie, welche ein Sendedraht aufzunehmen vermag, hängt von der zulässigen Flächenspannung und der Kapazität des Sendedrahtes ab und ist für langsame Schwingungen konstant. Die bei der Entladung auftretende Schwingungsenergie verbleibt zum großen Teile in der Spule und nur ein entsprechender geringer Betrag liefert nutzbare Schwingungen in dem linearen Leiter. Während der die Fern-

wirkung bedingende Formfaktor des Drahtes ohne Spule 0,637 beträgt, sinkt er bei Verdopplung der Wellenlänge durch Einschaltung einer entsprechenden Spule auf 0,4 herab. Die nutzbare Schwingungsenergie hängt aber von dem Quadrate der Stromstärke und damit auch von dem Formfaktor ab. Zur Ermittlung der vom eigentlichen Schwingungsleiter aufgenommenen Stromstärke bei verschiedenen Spulenbelastungen wurden in den in Fig. 74 dargestellten Harfensender von 30 m Länge Spulen verschiedener Selbstinduktion Ln eingeschaltet und außer der Wellenlänge auch die Stromaufnahme, letztere mittels eines Hitzdrahtampèremeters, gemessen und hierbei gefunden, daß schon bei einer Verlängerung der Wellenlänge um nicht ganz das Doppelte die

Fig. 74. Fig. 75.



Stromstärke durch die eingeschaltete Selbstinduktion um 30 % abnahm, dann aber trotz Einschaltung größerer Selbstinduktionen ziemlich konstant blieb. Es wird daher dort, wo die Fernwirkung stark in Betracht kommt, von diesem Mittel zur Wellenvergrößerung nur mit Vorsicht Gebrauch gemacht werden können.

7. Sender mit Endkapazität. Die Fernwirkung läßt sich durch Anbringung von Flächenkapazitäten an den Spitzen der Sendeleiter innerhalb bescheidener Grenzen verstärken, doch ist damit immer eine wesentliche Aenderung der Wellenlänge verbunden.

Befindet sich am Ende eines geradlinigen Schwingungsleiters l (Fig. 75) eine Flächenkapazität Cf und ersetzt man diesen kombinierten Sender durch einen einfachen Marconidraht von gleicher Schwingungs-

frequenz, so muß dessen Länge $\frac{\lambda}{4}$ betragen. Bezeichnet i_l die maximale Stromstärke und q_l die maximale Ladung pro Längeneinheit des Drahtes in der Entfernung l von der geerdeten Funkenstrecke, so ist

$$i_l = i_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} l$$

$$q_l = q_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} l$$

worin i_0 und q_0 die zeitlichen Maximalwerte an den Enden des Drahtes $\frac{\lambda}{4}$ bedeuten. Ist nun v die Geschwindigkeit, mit welcher die Ladung am Drahte wandert, so muß nach einer Viertelperiode die vorher am Drahtende vorhandene Ladung q_0 an der Erdungsstelle in die Strömung i_0 übergegangen sein, d. h.

$$q_0 v = i_0$$

und

$$q_l = \frac{i_0}{v} . \sin \frac{2\pi}{\lambda} . l .$$

Die Flächenkapazität Cf muß so groß sein, daß sie jeden Moment die auf dem abgeschnittenen Drahtstücke $\frac{\lambda}{4} - l$ vorhandene Ladung aufnimmt, d. h.

$$Q = \int_l^{\frac{\lambda}{4}} q_l \, dl = \frac{i_0}{v} . \frac{\lambda}{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\lambda} l .$$

Auf der anderen Seite muß das Potential V an der Schnittstelle ungeändert bleiben, mithin

$$V = \frac{q_l}{c} = \frac{i_0}{c v} \sin \frac{2\pi}{\lambda} . l$$

sein, wenn c die Kapazität der Längeneinheit des Drahtes bezeichnet.

Die Flächenkapazität wird demnach den Wert haben müssen:

$$Cf = \frac{Q}{V} = \frac{c\lambda}{2\pi} . \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l}$$

oder

$$\frac{c l}{Cf} = \frac{2\pi l}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} . \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Bei sehr großer Flächenkapazität Cf gegenüber der Drahtkapazität cl läßt sich die Tangente durch den Winkel ersetzen und es wird

$$\lambda = 2\pi \sqrt{Cf \frac{l}{c}}.$$

Da $\frac{l}{c}$ der Wert des Selbstinduktionskoeffizienten ist, so führt diese Rechnung auf die Thomsonsche Formel

$$\lambda = 2\pi \sqrt{CfL},$$

worin L den Selbstinduktionskoeffizienten für gleiche Stromverteilung bedeutet, also der Annäherung entspricht, daß der Leiter l als kapazitätslos anzusehen ist.

Für die praktische Anwendung liegt der Fall aber gerade umgekehrt, d. h. es wird die Drahtkapazität immer wesentlich größer sein als die anzubringende Flächenkapazität.

Um hier die Wellenlänge voraus zu berechnen, bieten sich zwei Wege und zwar indem man entweder die transzendente Gleichung durch Näherung löst oder die Drahtkapazität $Cd = lc$ und den der Ladungsverteilung entsprechenden Formfaktor ξ einführt:

$$\lambda = 2\pi l \sqrt{\frac{Cf}{\xi\, Cd}} \qquad (2)$$

Gl. (1) liefert aus erst später ersichtlich werdenden Gründen zutreffendere Werte.

Zur Lösung der transzendenten Gleichung kann man sich entweder einer kleinen Kurventafel ($y = x \operatorname{tg} x$) oder eines von Regierungsbaumeister Skutsch angegebenen Apparates bedienen. Dieser Apparat ist auch in den Mitteilungen Slabys eingehend beschrieben.

Um die Richtigkeit der abgeleiteten Formeln zu überprüfen, wurde folgender Versuch angestellt.

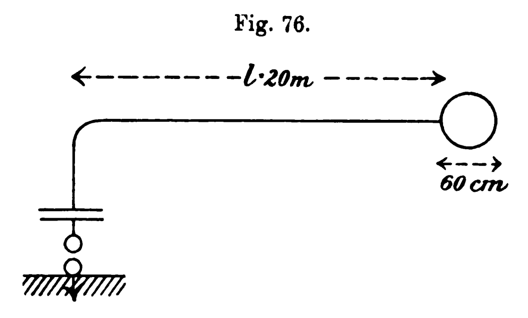
Ein 20 m langer, an der Funkenstrecke geerdeter Draht l (Fig. 76) wurde am anderen Ende mit Kapazitäten in Form von Messingkugeln mit dem Durchmesser von 60 und 30 cm versehen und sodann unter steter Verkürzung des Drahtes die Wellenlänge gemessen. Die Kapazität der Kugeln wurde, da der Versuch im geschlossenen Raume durchgeführt wurde und daher anzunehmen war, daß sie hier größer sei als die berechnete, kontrolliert. Die Kugelkapazitäten wurden mit den so bestimmten Werten in Rechnung gestellt.

Der Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Wellen-

länge zeigte eine ziemlich genaue Uebereinstimmung, indem der Höchstunterschied, und dies nur in einem einzigen Falle, 1,5 % betrug, wogegen sich der Unterschied im allgemeinen zwischen 0 und 1 % bewegte.

Marconi hat bei seinen Versuchen mit Endkapazitäten in Form von großen Zinkzylindern stets eine Steigerung der Fernwirkung erzielt und ist dies nach den vorstehend gegebenen Erörterungen aus zwei Gründen erklärlich, indem durch die Endkapazitäten bei gegebener Sendelänge einerseits die Ladungsenergie, anderseits die linear schwingende mittlere Stromstärke vergrößert wird. Es würde sonach die Anbringung von Endkapazitäten ein vortreffliches Steigerungsmittel

Fig. 76.



für die Fernwirkung abgeben, wenn nicht die technischen Schwierigkeiten der Anbringung ein Hindernis für deren Gebrauch bilden würden.

Die Beglaubigung der Tangentenformel hat jedoch eine besondere Bedeutung, da sie, wie später gezeigt wird, zur Berechnung der indirekt erregten Sender herangezogen werden kann.

II. Indirekt erregte Sender. Schwieriger als die Verlängerung der Wellen eines Marconisenders ist deren Verkürzung und nur ausführbar mit Kondensatoren, welche in den Schwingungsleiter eingeschaltet werden.

Um, was von großer praktischer Bedeutung ist, festzustellen, ob die mit Hilfe langsamer Schwingungen (Telephonbrückenmethode) gemessenen Kapazitäten auch für die schnellen Schwingungen der Funkentelegraphie zutreffen, wurden diesbezüglich mit vervollkommneten Mitteln eingehende Untersuchungen durchgeführt.

1. Abhängigkeit der Flaschenkapazität von der Schwingungsfrequenz. Zur Untersuchung gelangten drei Arten von Kondensatoren und zwar a) Luftkondensatoren aus kreisrunden Messing-

platten von 20 cm und 1 m Durchmesser, die mit Hilfe von Ebonitklötzen in beliebigen Abständen aufgestellt werden konnten, b) Leidener Flaschen der gebräuchlichen Anordnung und c) Blechplatten, die in einer Mischung von Wachs, Paraffin und Harz vollkommen eingebettet sind (Fig. 77).

Die letzteren Kondensatoren sollen sehr bequem sein, sich leicht reparieren lassen und keine Verluste durch Ausstrahlung, wie solche bei Leidener Flaschen sehr stark auftreten, aufweisen, was für funkentelegraphische Sender von Wichtigkeit ist. Diese von Grisson & Co. in Hamburg gelieferten Kondensatoren werden kurz als Grissonkondensatoren bezeichnet werden.

Zur Messung der Kapazitäten diente eine Telephonbrücke mit Kurbelrheostaten von der Anordnung Fig. 78. Statt, wie dies ge-

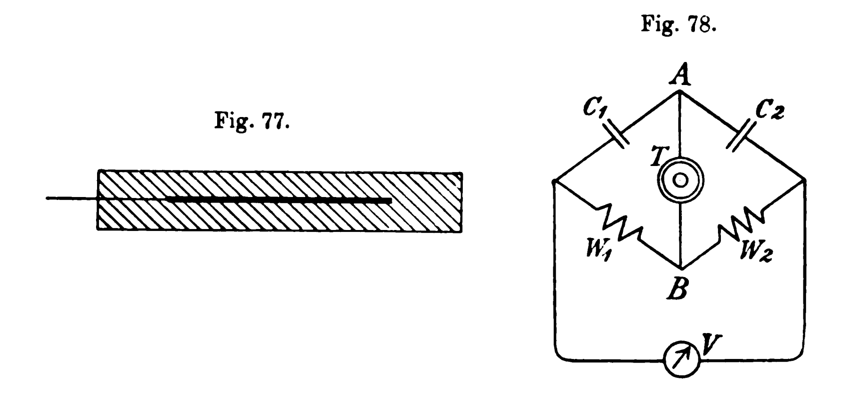


Fig. 77. Fig. 78.

wöhnlich geschieht, ein gewöhnliches Induktorium mit Selbstunterbrecher zu verwenden und die Brücke mit dem Sekundärstrom zu speisen, empfiehlt es sich zur Messung kleiner Kapazitäten bis zu 10 cm der Brücke direkt unterbrochenen Gleichstrom zuzuführen und die Erregerspannung von den gebräuchlichen 1 bis 2 Volt auf etwa 16 Volt zu erhöhen.

Ist die Brücke abgestimmt, verstummt sonach das Telephon, so sind die Produkte der gegenüberliegenden Widerstände gleich, d. h.

$$\frac{1}{C_1 \omega} \cdot W_2 = \frac{1}{C_2 \omega} W_1$$

oder

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{W_1}{W_2}.$$

Als Normalkondensator gelangte ein solcher der Firma Siemens & Halske von 0,0005 Mikrofarad in Hintereinanderschaltung zur Verwendung.

Zur Ermittlung des Frequenzfaktors der Grissonkondensatoren wurden diese mit den bereits erwähnten Spulen (I, 6) unter Anwendung möglichst kurzer Verbindungsdrähte, deren Selbstinduktion gegenüber den Spulen vernachlässigt werden konnte, zu einem Kreise geschaltet.

Der Reduktions- oder Frequenzfaktor γ stellt das Verhältnis der Kapazitäten für schnelle und langsame Schwingungen dar und betrug für den Grissonkondensator für Wellenlängen $\frac{\lambda}{2} = 10$ m, 0,54 und für Wellenlängen $\frac{\lambda}{2} = 90$ m, 0,91. In den Zwischenlagen ergeben sich entsprechende Mittelwerte. Es zeigt sohin der Grissonkondensator ein ähnliches Verhalten wie die Leidener Flaschen.

Nach den Untersuchungen läßt sich der Reduktionsfaktor für diese Kondensatoren durch die Formel

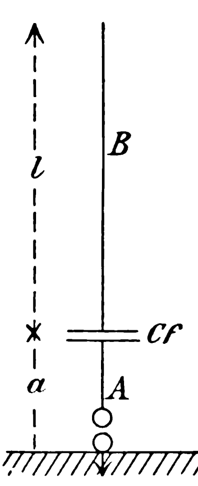
$$\gamma = \frac{\frac{\lambda}{2}}{\frac{\lambda}{2} + 8{,}56}$$

wiedergeben, worin λ die Wellenlänge in Meter bedeutet.

Die Messungen an einem großen Luftkondensator von 1 m Durchmesser und 5 cm Plattenabstand ergaben eine geringe Abhängigkeit der Kapazität von der Frequenz und ist sonach der Reduktionsfaktor für nahezu alle Fälle nahe an 1.



Fig. 79.

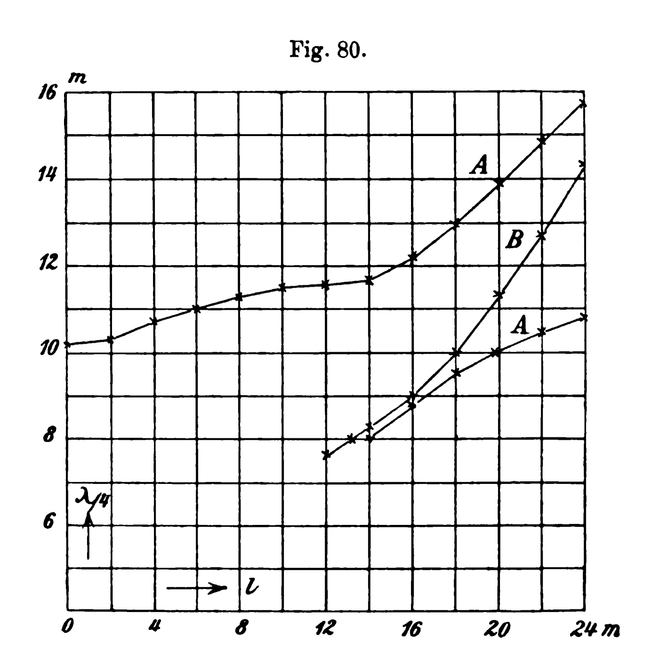


Glaskondensatoren (Leidener Flaschen) zeigen ein verschiedenes Verhalten und haben Reduktionsfaktoren zwischen 1 und 0,9. Ob dies von der Glassorte oder dem verwendeten Klebemittel abhängt, ist noch nicht entschieden.

2. **Der elektrisch erregte oder Kondensatorsender.** Bei einem Marconisender von der Länge l in Verbindung mit einem Kondensator Cf, der nicht unmittelbar durch die Funkenstrecke geerdet ist (Fig. 79), ergeben sich äußerst komplizierte Schwingungsverhältnisse. Es bilden sich im allgemeinen drei verschiedene Wellen aus, deren Längen von l, a und Cf abhängig sind.

Nachfolgender Versuch legt dies klar: $Cf = 20$ cm Luftkondensator, $a = 8$ m, $l = 24$ m. l wurde nach und nach von 24 m bis 0 verkürzt. In Fig. 80 sind die an A und B gemessenen Wellen für verschiedene Drahtlängen l aufgetragen. An der geerdeten Kondensatorseite A waren von $l = 24$ m bis $l = 14$ m zwei Wellen zu messen. Die größere ließ sich bis $l = 0$, die kleinere nur bis $l = 14$ deutlich abmessen. Die größere Welle ist nur an A, die kleinere auch an B meßbar. Zwischen beiden verläuft die eigentliche Draht- oder B-Welle, welche sich über $l = 24$ an die größere A-Welle und nach unten hin für $l = 14$ an die kleinere A-Welle anschließt.

Fig. 80.



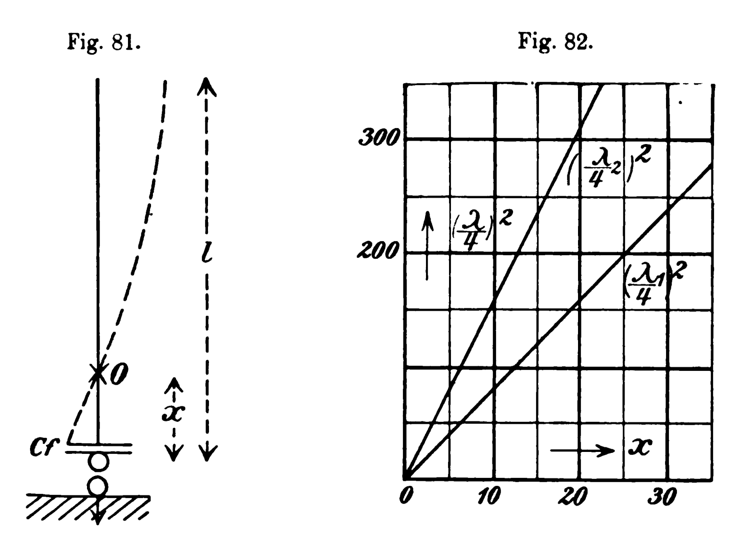
Amplitude und Wellenlänge ändern sich mit a und Cf, aber das Bild des Wellenverlaufes bleibt immer das gleiche.

Für die Abstimmung, welche nur einwellige Sender erfordert, ist diese Anordnung demnach nicht verwendbar. Macht man hingegen $a = 0$, d. h. erdet man den Kondensator direkt über die Funkenstrecke (Fig. 81), so verschwinden die A Wellen fast vollständig, während die Drahtwelle B sich kräftig entwickelt. Die Wellenlänge ist jedoch geringer als die der mit dem einfachen Sender erzeugten Marconiwelle. Hierdurch lassen sich bei Anwendung entsprechender Kapazitäten innerhalb gewisser Grenzen beliebige Wellenverkürzungen erzielen.

Eine Absuchung des Drahtes zeigt, daß sich in einem gewissen Abstande vom Kondensator ein Spannungsknoten O ausbildet. Je größer die Kapazität des Kondensators, desto näher rückt der Knotenpunkt an diesen heran und würde ihn für $Cf = \infty$ erreichen.

Aus zwei Versuchsreihen mit den Kapazitäten $Cf = 150$ und 300 cm (Leidener Flaschen mit dem Reduktionsfaktor 1), bei welchen die Wellenlängen gemessen wurden, läßt sich nun folgende einfache Berechnung ableiten: Bezeichnet x den Abstand des Knotenpunkts von der Flasche $= l - \frac{\lambda}{4}$ und trägt man die Quadrate der Wellenlänge für die zwei Werte von Cf als Funktion von x auf, so ergeben sich zwei Gerade, die durch den Anfangspunkt des Koordinatssystems gehen

Fig. 81. Fig. 82.



und deren Ordinaten sich wie 1 : 2 verhalten (Fig. 82). Hieraus folgt, daß die Wellenlänge der Formel

$$\lambda = 2\pi \sqrt{Cf \,.\, Lx}$$

entspricht, wenn Lx den Selbstinduktionskoeffizienten des Abschnitts x bezeichnet.

Es läßt sich demnach der Schwingungsvorgang in zwei Teile zerlegt und der Spannungsknoten O an eine ideale Erde gelegt denken. Es schwingt dann der Draht vom freien Ende bis zu diesem Knoten in einer Viertelwelle gemäß

$$\frac{\lambda}{4} = \sqrt{Cd \,.\, Ld} = l - x$$

und das Stück x mit der Endkapazität Cf belastet in einer Viertelwelle gleicher Größe. Bei dem erwähnten Versuche war die Drahtkapazität von x gegenüber der Endkapazität Cf zu vernachlässigen.

Ist dies jedoch nicht der Fall, so ist zur Berechnung die in I, 7 gegebene genauere Formel

$$\frac{c}{Cf} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda},$$

zu verwenden, in welcher c die Drahtkapazität pro Zentimeter bezeichnet.

Man kann an Stelle der Erdung des Spannungsknotens O auch annehmen, daß im Abstande $2x$ (Fig. 83) eine gleiche symmetrische Kapazität Cf angebracht ist, welche den freischwingenden Draht $l - 2x$ zu ersetzen vermag. In diesem Falle ist der Selbstinduktionskoeffizient mit dem doppelten, die Flaschenkapazität aber wegen der Hintereinanderschaltung nur mit dem halben Werte wie vorhergehend in Rechnung zu stellen, so daß sich an der vorstehenden Formel nichts ändert.

Fig. 83.

Um die Wellenlängen nach dieser Methode berechnen zu können, ist die Kenntnis des Selbstinduktionskoeffizienten pro Zentimeter Drahtlänge Bedingung und ist er daher vorher zu bestimmen.

Durchgeführte Kontrollversuche zeigten eine nahezu vollständige Uebereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Wellenlängen. Bei diesen Versuchen zeigte sich, daß die Kapazität des Drahtes pro Zentimeter nach der Formel

$$l = \sqrt{CL}$$

(I, 3) berechnet nur einen Wert von 0,0457 ergab, während die Messungen am frei ausgespannten Draht einen solchen von 0,06 cm lieferten. Dieser anscheinende Widerspruch klärt sich jedoch durch die häufig gemachte Beobachtung auf, daß bei einem unter starker Hochfrequenz stehenden Drahte, der an einem Ende mit einer Flächen- oder Flaschenkapazität belastet ist, im Dunklen das in der Nähe des Kondensators befindliche Drahtstück nicht leuchtet, wie dies sonst der Fall ist, wobei sich je nach der Größe der Kondensatorkapazität der dunkle Teil auf $^1/_2$ bis 2 m erstreckt. Der Kondensator bedingt sonach ein stärkeres Fließen der Elektrizität und damit eine Verminderung der Drahtkapazität. Diese Kapazitätsverminderung tritt immer ein und ist bei

der Berechnung dann wohl zu berücksichtigen, wenn die Drahtlänge gegenüber der Kondensatorkapazität nicht sehr groß ist.

Vergleichende Rechnungen und Messungen für zwei Luftkondensatoren durchgeführt, ergaben gleichfalls übereinstimmende Ergebnisse, indem die mittlere Abweichung für Kondensatoren von 100 und 200 cm Kapazität + 0,5 bezw. + 0,94 % betrug.

Fig. 84.

Bei einem Grissonkondensator von 125 cm Kapazität war der Unterschied etwas größer, indem die berechnete Wellenlänge im Mittel um 1,37 % kleiner war als die gemessene.

Diese geringere Uebereinstimmung zwischen Messung und Rechnung läßt sich wohl darauf zurückführen, daß die Metallplatten auf beiden Seiten vom Dielektrikum umgeben sind, wodurch sich die Gesamtkapazität bei Hintereinanderschaltung der beiden Schwingungskreise etwas vergrößert.

Führt man den in II, 1 ermittelten Reduktionsfaktor des Grissonkondensators in die Rechnung ein, so erhält man wesentlich größere Abweichungen. Hieraus zieht sich der Schluß, daß die Schwingung des Systems durch das zwischen den Platten liegende Dielektrikum nicht hindurchgeht, der Kondensator vielmehr wie eine einfache Endkapazität wirkt. Die Uebereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist jedoch auch hier für praktische Zwecke mehr als ausreichend.

Bei den in Rede stehenden Versuchen wurde noch festgestellt, daß die Wellenlänge eines solchen Senders unverändert bleibt, wenn im Abstand $2x$ eine der Flaschenkapazität gleiche Raumkapazität (Kugel) angebracht wird (Fig. 84). Es wurde zu diesem Zwecke ein Luftkondensator von 33 cm mit der geerdeten Funkenstrecke und einem 10 m langen Draht verbunden. Die Viertelwellenlänge betrug 7 m, somit war $x = 3$ m. Wurde nun im Abstande 6 m vom Kondensator eine Kugel gleicher Kapazität angehängt, so blieb die Wellenlänge ungeändert.

In der praktischen Anwendung dieses Verfahrens zur Wellenverkürzung hat man es jedoch zumeist nicht mit einfachen Sendedrähten, sondern mit komplizierteren Sendegebilden größerer Kapazität zu tun.

Um die Richtigkeit der Vorausbestimmung der Wellenlänge nach

der angegebenen Methode auch für solche Sendeleiter zu überprüfen, wurde eine Harfe von 26 m Länge mit sechs blanken Paralleldrähten von 0,8 mm Dicke und 10 cm Abstand gewählt. Die Länge einer Viertelwelle betrug 26 m. Die Welle sollte nun durch Vorschalten von Kondensatoren um 40, 30, 20 und 10 % verkürzt werden.

Die Drahtkapazität konnte hier gegen die Kondensatorkapazität nicht vernachlässigt werden und wurde somit zur Berechnung die exaktere Formel

$$\frac{c\,x}{Cf} = \frac{2\pi\,x}{\lambda} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi\,x}{\lambda}$$

angewendet. c ist hierin die Kapazität des mit dem Kondensator verbundenen Harfenteiles x. c_1 wie für den einfachen Draht gleich 0,0457 und der Entelektrisierungsfaktor für sechs Drähte von 10 cm mit $\alpha = 0{,}45$ gesetzt (I, 4) erhält man für

$$c = 6 \,.\, 0{,}0475 \,.\, 0{,}45 = 0{,}123.$$

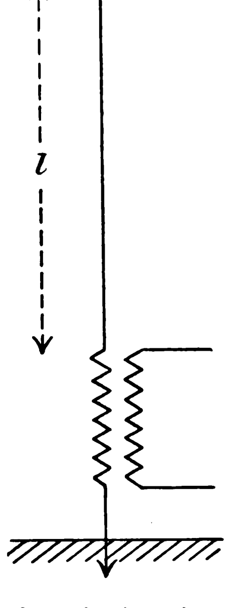
Der Wert von c wird aber wahrscheinlich durch die Größe des Kondensators beeinflußt. Um dies nachzuweisen, wurde die Harfe mit genau bemessenen Luftkondensatoren erregt, die Wellenlänge jedesmal gemessen und c aus der Tangentenformel berechnet. Die gefundenen Werte von c schwankten zwischen 0,1 und 0,14 und stimmen daher in der Größenordnung mit dem berechneten Werte überein. Für die weitere Rechnung wurde der genaue Mittelwert von $c = 0{,}111$ benutzt. Die jeder Verkürzung entsprechenden Kapazitätswerte berechnet und dementsprechende Kondensatoren in die Luftleitung eingeschaltet, ergaben nach Messung der zugehörigen Wellenlängen, daß die tatsächlich erhaltenen Wellenlängen nur etwas kleiner waren als die berechneten, somit sich diese Art der Vorherbestimmung auch für kompliziertere Sendegebilde eignet.

Auch hier zeigte es sich wieder, daß die Grissonkondensatoren wegen der äußeren Bedeckung der Platten mit dem Dielektrikum etwas höhere Werte liefern, und daß deren inneres Dielektrikum unbeteiligt bleibt, da der Frequenzfaktor nicht berücksichtigt wurde. Die Versuche zeigten, daß sowohl mit Luft- und Grissonkondensatoren, als auch mit Leidener Flaschen die Wellenverkürzung erzielt werden kann.

3. Der magnetisch erregte oder Transformatorsender. Die indirekt durch einen Teslatransformator, dessen Primärwicklung mit Hochfrequenzstrom gespeist wird, erregten Marconisender (Fig. 85) sind, wie Theorie und Praxis übereinstimmend erweisen, niemals eintönig. Selbst bei sorgfältigster Abstimmung der Frequenz des Primär-

stromes auf die Eigenwelle des Sendedrahtes mit angehängter Sekundärspule, liefert die Kopplung stets zwei Wellen, welche in Frequenz und Amplitude nicht nur voneinander, sondern auch von der Grundwelle verschieden sind. Es erfährt die Belastung der Einzelsysteme durch die Kopplung eben eine Aenderung.

Fig. 85.



Dadurch, daß man die Kopplung lose, d. h. die Streuung des Transformators übermäßig groß macht, läßt sich allerdings eine angenäherte Eintönigkeit erzielen, aber der Wirkungsgrad der Uebertragung wird minimal und der Sender für nennenswerte Fernleistungen unbrauchbar. Da jedoch nur eintönige Sender ins Auge gefaßt werden sollen, ist diese Art von Sendern hier auszuscheiden.

Der Transformatorensender erweist sich jedoch noch aus dem Grunde minderwertig, weil der Formfaktor (I, 6) des Stromes im eigentlichen Sendedrahte durch die Spule stark herabgedrückt wird und ein großer Teil der Schwingungsenergie in der Spule verbleibt und damit unwirksam gemacht ist. Die hier auftretende geringere Dämpfung hat mit der Transformation an und für sich nichts zu schaffen und kann in wirkungsvollerer Weise auch bei eintönigen Sendern erreicht werden.

III. Sender mit verminderter Dämpfung. Der Entladungsstrom eines Kondensators in einem aus Widerstand und Selbstinduktion gebildeten Kreise folgt dem Gesetze:

$$J = Q_0 \omega e^{-\frac{W}{2L}t} \cdot \sin \omega t,$$

worin Q_0 die anfängliche Ladung des Kondensators und

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{CL}} = \frac{2\pi}{T}$$

ist.

Die Ladung des Kondensators verändert sich gleichfalls nach einem Sinusgesetze mit einer zeitlichen Phasenverschiebung $\frac{\pi}{2}$ gegenüber den Schwingungen des Stromes. Das gleiche gilt von der Spannungsdifferenz am Kondensator

$$V = \frac{Q_0}{C} \cdot e^{-\frac{W}{2L}t} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Das Glied $e^{\frac{W}{2L} \cdot t}$ gewinnt mit der Zeit zunehmenden Einfluß und bedeutet eine fortdauernde Abnahme der Amplituden, die sogenannte Dämpfung der Schwingungen.

Die vollständige Entladung des Kondensators findet während der ersten Viertelperiode der Schwingungen statt. Wird für diese Zeit die Dämpfung vernachlässigt und der erste Maximalwert des Stromes mit J_0 bezeichnet, so ist der Mittelwert des ersten Entladungsstromes

$$M(J) = \frac{2}{\pi} J_0$$

und

$$Q = \frac{2}{\pi} J_0 \cdot \frac{T}{4} = \frac{J_0}{\omega} = V_0 C.$$

Der Wert des Funkenpotentiales V_0 ist bekannt, sonach läßt sich J_0 berechnen:

$$J_0 = V_0 C\omega = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Aus dieser Beziehung folgt weiters

$$\frac{V_0^2 C}{2} = \frac{J_0^2 L}{2}.$$

$\frac{V_0^2 C}{2}$ stellt die im Kondensator angesammelte Ladeenergie und $\frac{J_0^2 L}{2}$ die während der ersten Viertelperiode zur Ausbildung des räumlichen magnetischen Kraftfeldes aufgewendete Energie dar. Wird letztere nach Maxwell als Wirbelenergie eines mit Trägheit begabten magnetischen Mediums und die erstere als eine der Spannkraft einer Feder ähnliche potentielle Energie aufgefaßt, so stellt sich der gesamte Schwingungsvorgang als ein stetes Pendeln der Energie zwischen diesen beiden Formen dar.

Die für einen bestimmten Fall rechnerisch ermittelte außerordentlich große Stromstärke, mit welcher die erste Entladungswelle bei Abwesenheit von Dämpfung auftreten würde, kann nun weder tatsächlich entstehen, noch bei dem dauernden Wechsel der Energieform aufrecht bleiben. An der Abnahme sind vier Ursachen beteiligt, die unter dem allgemeinen Begriff der „Dämpfung" zusammengefaßt, hier aber getrennt werden müssen.

Zwei Verluste entstehen durch den Ohmschen Widerstand des Stromkreises und zwar einerseits in der Drahtleitung und anderseits in der Funkenstrecke. Beide Verluste treten schon bei dem Entladungsstrom der ersten Wirbelwelle auf und äußern sich in Wärmewirkungen. Auf sie allein bezieht sich das Dämpfungsglied der vorstehenden Formeln.

Die beiden anderen Verluste entstehen bei dem Wechsel der Energieformen und sind elektrischer und magnetischer Natur. Die elektrischen Verluste treten an allen Stellen auf, wo die zulässige Flächenspannung überschritten wird, also an den Spitzen und Kanten der Drähte, an den scharfen Rändern der Kondensatorbelegungen und zwar zum Teil durch Streuung elektrischer Kraftlinien, zum anderen Teile durch dielektrische Häresie, d. i. durch Erwärmung der Kondensatoren, bedingt durch die Leitfähigkeit des Dielektrikums. Der zweite Verlust entsteht durch die Streuung der magnetischen Kraftlinien, die ihre Wanderung durch den Raum antreten und die Nutzarbeit des funkentelegraphischen Senders darstellen, welche bei offenen Schwingungskreisen mit linearen Leitern am größten ist.

Die rein elektrischen Verluste lassen sich durch entsprechende Maßnahmen weit herabdrücken, bei den Verlusten durch den Ohmschen Widerstand ist dies jedoch nur in beschränkter Weise möglich.

Das Dämpfungsglied der gegebenen Formel hängt nur vom Widerstande, aber nicht auch von der Kapazität oder Selbstinduktion ab.

Der Quotient zweier unmittelbar folgenden Maximalamplituden ist das sogenannte Dämpfungsverhältnis

$$\frac{e^{-\frac{W}{2L}t}}{e^{-\frac{W}{2L}(t+T)}} = e^{\frac{W}{2L}\cdot T}.$$

Je größer dieser Quotient ist, desto größer wird die Dämpfung, desto rascher nehmen die Maximalamplituden ab. Es genügt hier den Exponenten allein ins Auge zu fassen und als Dämpfung zu definieren

$$D = \frac{W}{2L} T.$$

Setzt man

$$T = 2\pi \sqrt{CL}$$

und

$$\sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{J_0}{V_0}.$$

so wird

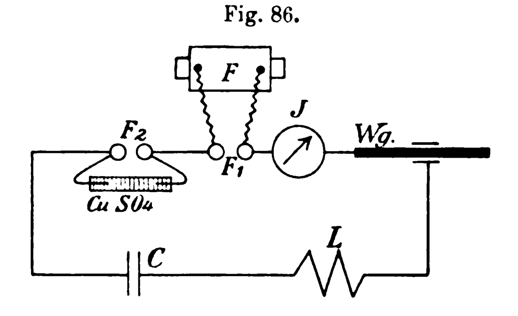
$$D = \pi W \sqrt{\frac{C}{L}} = \pi \frac{W \cdot J_0}{V}.$$

Es ist sonach bei gegebenem Ladungspotential die Dämpfung dem durch den Widerstand bedingten Spannungsverlust proportional. Es kommt hier nur der Widerstand der Leitung und der Widerstand der Funkenstrecke in Betracht. Der Widerstand der Leitung für schnelle Schwingungen ist, weil der Strom nicht in das Innere der Leitung eindringt (Skineffekt), größer als für Gleichstrom. Der Widerstand der Leitung berechnet sich nach Rayleigh annähernd durch

$$W = W_0 \gamma \pi \sqrt{\frac{n}{\sigma}},$$

worin W_0 den Gesamtwiderstand, σ den spezifischen Widerstand für Gleichstrom, γ den Drahthalbmesser und n die Frequenz bezeichnet.

Fig. 86.



Für einen Marconisender von 40 m Länge und 3 mm Dicke bei 160 m Wellenlänge beträgt die Dämpfung durch den Kupferwiderstand für die Periode 0,8 %, ist daher geringfügig.

Wesentlich größeren Einfluß hat dagegen der Widerstand der Funkenstrecke, der sich in folgender Weise messen läßt. In einem Kapazität und Selbstinduktion enthaltenden Schwingungskreis wird außer der erregenden Funkenstrecke F_1 noch eine Meßfunkenstrecke F_2 (Fig. 86) und ein regulierbarer Graphitwiderstand Wg eingeschaltet. Um das Ladungspotential von der Meßfunkenstrecke unabhängig zu machen, wird die letztere durch einen elektrolytischen Widerstand (Röhre mit $CuSO_4$-Lösung von 410 Ohm) kurzgeschlossen. Die Hochfrequenzströme der Entladung nehmen ihren Weg nicht über diesen Widerstand, sondern gehen direkt über die Meßfunkenstrecke. Für die Messung werden vorerst Graphitwiderstand und Meßfunkenstrecke kurzgeschlossen und der Primärkreis des Induktoriums F so reguliert, daß

das eingeschaltete Hitzdrahtinstrument J einen maximalen Ausschlag gibt. Nun wird die Meßfunkenstrecke wieder eingestellt, allmählich vergrößert und deren Länge ef als Funktion des Schwingungsstromes ermittelt. Das gleiche erfolgt bei kurz geschlossener Funkenstrecke unter Veränderung des Graphitwiderstandes Wg. Man erhält hier-

Fig. 87.

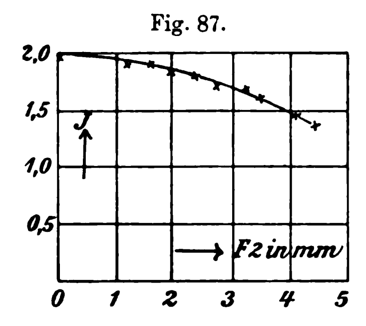
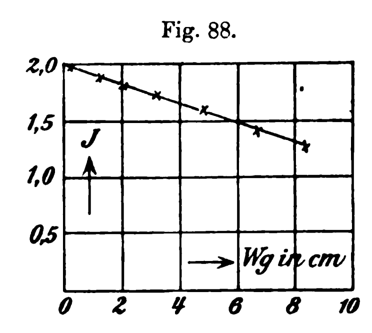


Fig. 88.



durch zwei Kurven $J = f\ (ef)$ und $J = f\ (Wg)$. Da gleichen Stromstärken gleiche Widerstände entsprechen, folgt, daß ef eine Funktion von Wg ist. Ladespannung, Kapazität und Selbstinduktion ist bei diesen Messungen konstant zu halten.

Die Ergebnisse einer solchen Untersuchung für eine Kondensatorkapazität $C = 300$ mit einer Meßfunkenstrecke von Platinkugeln im Durchmesser von 17 mm sind in den graphischen Darstellungen (Fig. 87 bis 90) niedergelegt und läßt sich aus Fig. 90 der Ohmsche

Fig. 89.

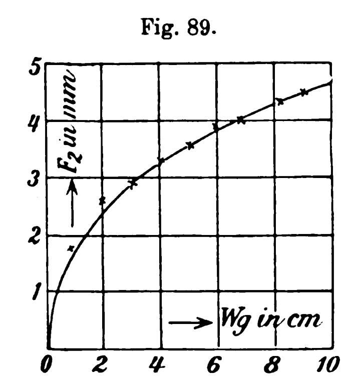
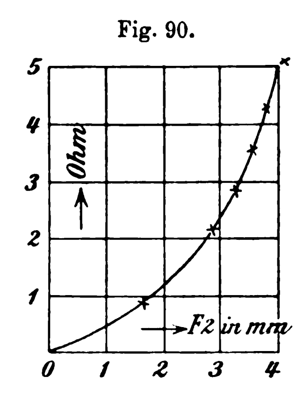


Fig. 90.



Widerstand für jede Länge der Meßfunkenstrecke bis zu 4 mm direkt ablesen.

Die Graphitwiderstände wurden mit den langsamen Pulsationen der Telephonbrücke gemessen. Es war nun anzunehmen, daß diese Widerstände bei Hochfrequenz ebenso zunehmen wie Kupferwiderstände.

Bei dem hohen spezifischen Widerstand des verwendeten Graphits von $23 \cdot 10^6$ (CGS) konnte die erwähnte angenäherte Formel von Rayleigh nicht verwendet werden und wurde auf die Reihe zurückgegriffen, welche Rayleigh allgemein für den Widerstand eines geraden zylindrischen Leiters entwickelte:

$$W = W_0 \left[1 + \frac{1}{12}\frac{\omega^2}{\sigma^2} - \frac{1}{180}\frac{\omega^4}{\sigma^4} + \ldots\right]$$

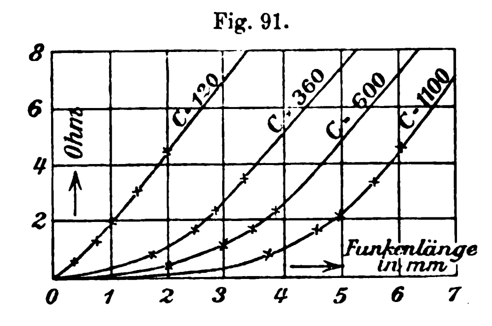
Hierin bedeutet W den Widerstand für Hochfrequenz, W_0 den Widerstand für Gleichstrom und $\omega = 2\pi n$, wenn n die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde ist, σ den spezifischen Widerstand für Gleichstrom.

Für das gegebene Beispiel ist $n = 10^6$ und wird sohin das zweite Glied der Reihe

$$\frac{1}{12}\frac{\omega^2}{\sigma_0} = 0{,}00622.$$

Die folgenden Glieder können demnach, weil noch bedeutend kleiner, vernachlässigt werden und läßt sich der gemessene Wider-

Fig. 91.



stand des Graphits auch für die schnellen Schwingungen als zutreffend ansehen.

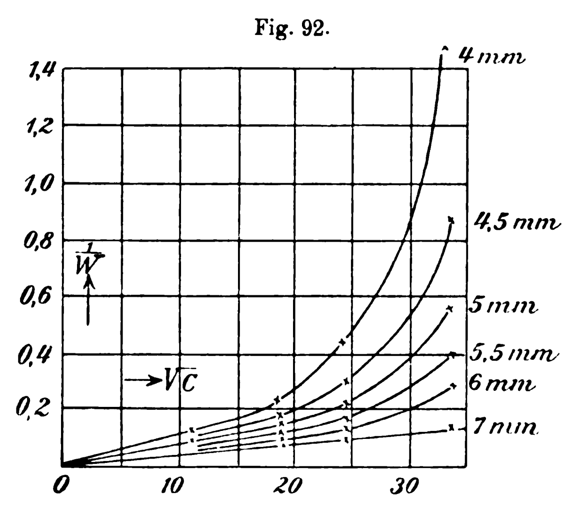
Weitere Messungen der Widerstände der Funkenstrecke mit der gleichen Versuchsanordnung, jedoch unter Verwendung verschiedener Kapazitäten, gaben die in Fig. 91 niedergelegten Ergebnisse.

Alle diese Kurven zeigen von einer gewissen Funkenlänge ab einen linearen Anstieg. Es ergibt sich aus ihnen ferner, daß die Widerstände für gleiches Funkenpotential mit wachsender Kapazität abnehmen. Wiewohl nun die Stromstärken proportional den Wurzeln aus den Kapazitäten sind, besteht zwischen Leitfähigkeit der Funkenstrecke und der Stromstärke keine einfache Proportionalität. In Fig. 92 ist für Funkenlängen von 4 bis 7 mm die Leitfähigkeit der Funkenstrecke

$\left(\frac{1}{W}\right)$ als Funktion der Wurzeln aus den Kapazitäten aufgetragen. Danach besteht für kleine Kapazitäten, d. h. geringe Stromstärken, allerdings diese Proportionalität, für größere Stromstärken aber nimmt die Leitfähigkeit rascher zu.

Der Funkenwiderstand eines Schwingungskreises kann nach diesen Erörterungen ganz bedeutende Werte annehmen, welche den Widerstand der Leitungen um ein Vielfaches überschreiten, und wird **die**

Fig. 92.



Dämpfung eines Schwingungskreises durch den Widerstand der Funkenstrecke in einer Weise beherrscht, daß die übrigen Dämpfungsursachen dagegen kaum noch in Betracht kommen.

Die Untersuchung zeigt aber auch, wie der Funkenwiderstand vermindert werden kann. Aus den Kurven (Fig. 91) ergibt sich, daß bei größeren Kapazitäten der Widerstand der Funkenstrecken anfangs nur ganz langsam zunimmt und erst dann rascher ansteigt, wenn der Funke eine gewisse Länge überschritten hat. **Der Widerstand der Funkenstrecke oder der Dämpfungswiderstand läßt sich sonach dadurch wesentlich herabmindern, daß man eine größere Funkenstrecke durch eine Reihe kleinerer hintereinander geschalteter Funkenstrecken ersetzt.**

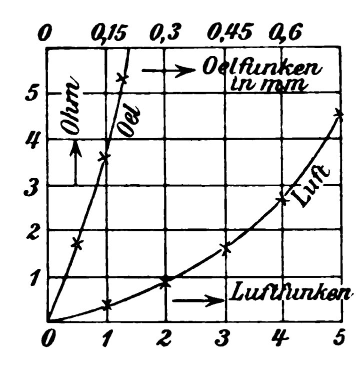
Nach **Toepler** nimmt das Funkenpotential bei kleineren Funkenstrecken nahezu proportional der Funkenlänge zu, bei größeren Längen erfolgt die Zunahme des Potentials dagegen etwas langsamer. Es läßt sich sonach das Funkenpotential von 30 000 Volt bei 10 mm Kugelab-

stand durch drei hintereinander geschaltete Funkenstrecken von je 2,5 mm ersetzen, wovon jede für sich ein Funkenpotential von 10000 Volt besitzt. Die drei hintereinander geschalteten Funkenstrecken haben dagegen nur einen Widerstand von 0,6 Ohm und wird dieses Verhältnis bei größeren Kapazitäten noch günstiger.

Schon Marconi hat die geteilte Funkenstrecke nach Righi benützt, es zeigte sich aber in der Praxis, daß mit der einfachen Funkenstrecke fast die gleichen Wirkungen zu erzielen waren. Die Ursache scheint die Verwendung des Oeles als Dielektrikum gewesen zu sein, da sich bei dessen Fortlassung die Dämpfungsverhältnisse viel günstiger

Fig. 93.

Fig. 94.



gestalten. Vergleichende Untersuchungen, deren Ergebnisse in den Fig. 93 und 94 niedergelegt sind, zeigen, daß der Luftfunke bei gleichem Funkenpotential rund siebenmal länger ist als der Oelfunke, und daß der Oelfunke bei gleichem Funkenpotential einen zehnmal größeren Widerstand hat wie der entsprechende Luftfunke.

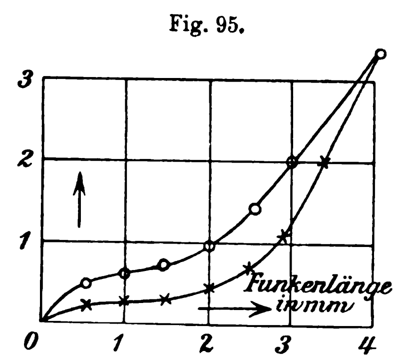
Wenn auch bei Laboratoriumsversuchen der Ersatz der Luftfunkenstrecke durch eine solche in Oel eine außerordentliche Steigerung aller Effekte hervorruft, so ist dies ausschließlich den elektrischen oder Spannungs-, nicht aber den magnetischen Wirkungen zuzuschreiben. Die elektrischen Wirkungen sind in der Nähe viel stärker als die magnetischen, kommen aber für die eigentlichen Fernwirkungen, die lediglich durch den Strom bedingt sind und für welche die Dämpfung den größten Einfluß hat, nicht in Betracht. Oelfunkenstrecken können demnach für Zwecke der drahtlosen Telegraphie wohl nicht in Anwendung genommen werden.

Für den Widerstand einer Funkenstrecke ist aber auch die Form und das Material der Elektroden zu berücksichtigen. Das Funken-

potential wächst mit dem Krümmungshalbmesser der Funkenkugeln, aber auch der Funkenwiderstand nimmt hierbei zu.

Die Ermittlung des Funkenwiderstandes bei Verwendung von Messingkugeln mit Durchmessern von 15 bezw. 30 mm bei gleicher Ladungsfrequenz und Schwingungskapazität zeigt (Fig. 95), daß die größeren Kugeln (obere Kurve) bei kleinen Funkenlängen auch einen

Fig. 95.



größeren Widerstand veranlassen, der sich indessen für größere Funkenlängen auszugleichen scheint.

Der den Funkenkugeln von 10 mm Durchmesser bei gegebener Funkenlänge entsprechende Widerstand in Ohm für verschiedenes Material ist nebst dem zugehörigen Funkenpotential in nachstehender Tabelle niedergelegt.

mm	Volt	Messing	Pb,	Cu	Al	Mg	Cd	Zn	Sn	Fe	Stahl	Ag	Au	Pt
0,5	2650	0,9	0,9	1,3	1,3	1,3	0,5	1,0	0,5	0,85	0,7	0,6	1,0	0,9
1,0	4800	2,4	1,83	2,85	2,8	2,8	1,5	2,2	1,2	2,2	2,0	1,5	2,1	2,0
1,5	6700	4,0	3,3	4,4	4,6	5,5	3,0	3,5	2,5	4,45	4,1	2,45	3,4	3,4
2,0	8370	5,95	5,5	6,4	7,1	9,5	5,25	5,6	4,55	7,7	6,9	3,8	5,1	5,2
2,5	9900	8,9	9,3	9,3	10,6	14,6	8,4	8,4	8,2	11,8	10,5	5,8	7,6	7,8
3,0	11370	12,8	14,6	12,6	15,5	—	12,4	12,2	13,3	16,4	15,5	8,9	11,3	11,5

Für kleinere Funkenlängen scheinen demnach Zinn, Silber, Kadmium und Blei die geeignetsten Metalle zu sein.

2. Direkt erregte Sender mit verminderter Dämpfung. Die Hauptdämpfungsursache für schnelle elektrische Schwingungen, d. i. der Widerstand der Funkenstrecke, läßt sich durch die Zerlegung der Funkenstrecke in eine Reihe von Teilfunkenstrecken von gleichmäßigem Gesamtpotential, sowie durch Vergrößerung der Stromstärke,

welche eine Verminderung des Funkenwiderstandes herbeiführt, großenteils beseitigen.

Die Energieaufnahme eines Senders findet ihre Begrenzung in der zulässigen Flächenspannung und bedeutet jede Ueberschreitung einen Verlust, indem eine Ausstrahlung elektrischer Massen (Elektronen) stattfindet. Der Schwingungsstrom in der Funkenstrecke erfährt somit gleichfalls durch die Kapazität des Sendegebildes eine bestimmte Begrenzung. Der Widerstand der Funkenstrecke und damit die Dämpfung der Schwingungen ist aber direkt von der Stromstärke abhängig. Will man daher, abgesehen von der Unterteilung der Funkenstrecke, eine Widerstandsverminderung erzielen, so muß man für eine von der Ladung des Sendegebildes unabhängige Stromverstärkung Sorge tragen. Das Mittel findet sich in der Ueberlagerung eines zweiten Stromes in der Funkenstrecke, der durch Ladung von Zusatzkapazitäten so zu erzeugen ist, daß er mit dem Nutz- oder Sendestrom in gleicher Frequenz und Phase schwingt.

Erregt man einen Doppeldraht durch eine geerdete Funkenstrecke (I, 4 Harfen- und Kegelsender), so nimmt er bei genügendem Abstand der Drähte eine Frequenz an, die mit der Frequenz der einzelnen Drähte übereinstimmt. Die Schwingungskapazitäten des einzelnen und doppelten Drahtes (CL)[1]) sind nämlich einander gleich, weil mit der Verdopplung der elektrostatischen Kapazität eine Halbierung der Selbstinduktion Hand in Hand geht. Ist jedoch der Abstand der beiden Drähte groß genug, um eine Beeinflussung durch Entelektrisierung und gegenseitige Induktion auszuschließen, so schwingt jeder Draht für sich so, als ob der andere nicht vorhanden wäre. Die Dämpfung durch die Funkenstrecke wird dagegen wesentlich verringert, weil die vorhandene Stromstärke jetzt verdoppelt ist.

Verzichtet man auf die Fernwirkung des zweiten Drahtes, indem man ihn wagrecht führt, entsprechend abschirmt oder durch eine gleichwertige Kapazität ersetzt, so bleibt dieser Vorteil dennoch bestehen und folgert sich hieraus, daß jede Sendeanordnung ohne Aenderung der Wellenlänge mit Kapazität belastet werden kann, wenn die Belastung an einem Spannungsknoten erfolgt.

Die Selbstinduktion der Funkenstrecke übt hier jedoch einigen Einfluß, da der für die Schwingungskapazität des Senders maßgebende Formfaktor (I, 5) durch die Ueberlagerung eines Stromes in der Funkenstrecke etwas vergrößert wird. Es entsteht eine Zu-

[1]) E. T. Z. 1903, S. 1008.

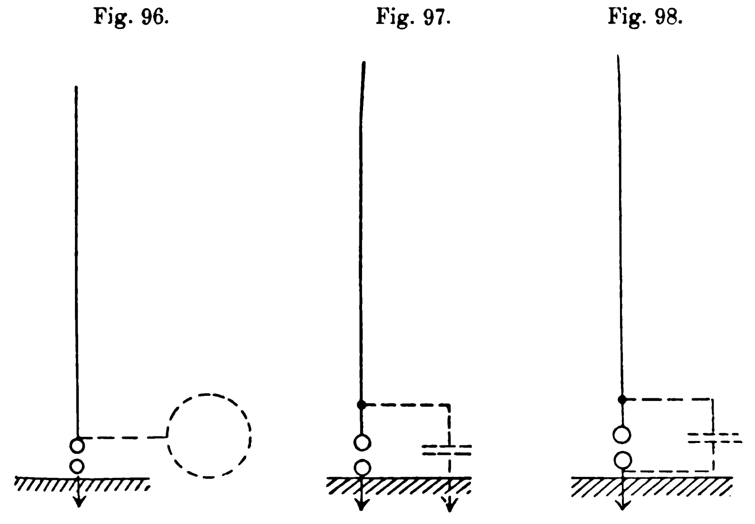
nahme der Wellenlänge, die bei starker zusätzlicher Kapazitätsbelastung 1 bis 2 % betragen kann. Es ist aber immer zu erreichen, daß der beschwerte Sender eintönig bleibt, wenn nur die belastende Kapazität der Schwingungskapazität des Senders gleich gemacht wird.

Die Belastungskapazität kann ebensowohl aus Raum- oder Flächenkapazitäten (Fig. 96) bestehen, als auch durch geerdete (Fig. 97) oder die Funkenstrecke kurzschließende Kondensatoren (Fig. 98) gebildet werden. Im letzteren Falle ist die durch die Kopplung verursachte Wellenvergrößerung am kleinsten, die Verringerung der Dämpfung aber am ausgiebigsten, da man zur Abstimmung große Kapazitäten und kleine Selbstinduktionen wählen kann.

Die folgenden Versuche erweisen die Richtigkeit dieser Anschauungen.

Versuch 1. Ein linearer Sender mit einem 20 cm langen Erd-

Fig. 96. Fig. 97. Fig. 98.



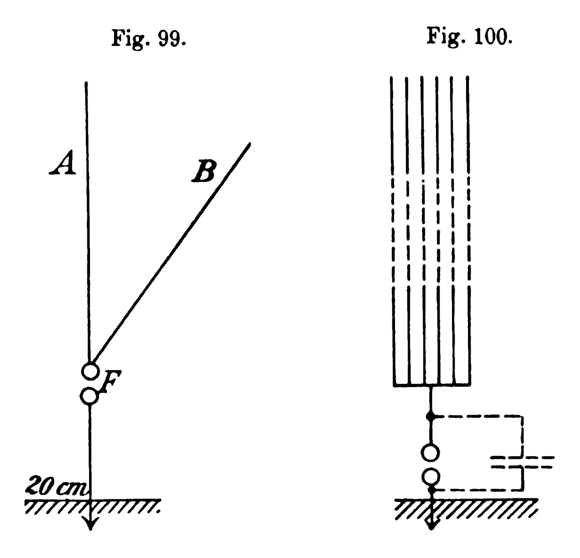
draht A (Fig. 99) hatte eine Wellenlänge von 11,6 m. Wurde ein zweiter gleich langer Draht B hinzugefügt, so stieg die Wellenlänge auf 11,8 m, und beide Drähte zeigten die gleiche Welle.

Versuch 2. Ein Harfensender (Fig. 100) hatte eine Wellenlänge von $\frac{\lambda}{4} = 16{,}7$ m. Durch die Ueberlagerung eines auf die gleiche Wellenlänge abgestimmten Schwingungskreises betrug $\frac{\lambda}{4} = 16{,}9$ m. Der Sender war und blieb eintönig.

Versuch 3. Zwei völlig übereinstimmende Schwingungskreise (Fig. 101) von 6 m Umfang und einer Flaschenkapazität C = 120 cm

zeigten einzeln gemessen eine Wellenlänge $\frac{\lambda}{4} = 15{,}4$ m. Nach der Kopplung stieg die Wellenlänge auf $\frac{\lambda}{4} = 16{,}5$ m, d. i. um 7,1 %, weil die Kapazitätsbelastung nicht im Knotenpunkt und die Selbstinduktion auf einer gemeinschaftlichen Länge von 100 cm stattfand. Die Kombination blieb jedoch vollkommen eintönig. Der Einfluß der

Fig. 99. Fig. 100.



Selbstinduktion zeigt sich am deutlichsten dadurch, daß sich die resultierende Welle mit dem Winkel α (Fig. 102) ändert.

Es betrug für $\alpha = 180^0, 90^0, 60^0, 45^0, 30^0, 15^0$.

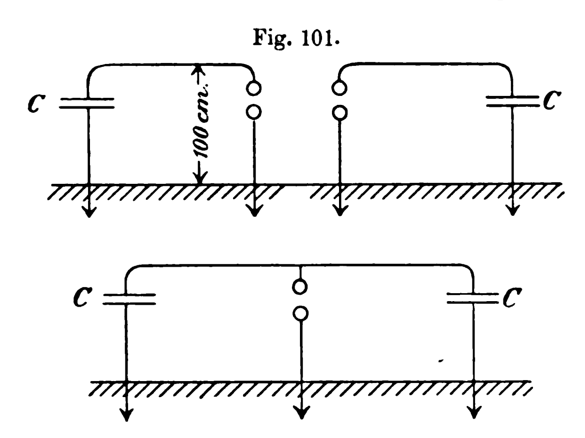
$\frac{\lambda}{4}$ 16,5, 16,5, 16,6, 16,7, 16,8, 17

Doch bleibt auch hier die Eintönigkeit erhalten.

Um die Verminderung der Dämpfung in der Funkenstrecke nachzuweisen, wäre für die Messung des Schwingungsstromes im Sendeleiter das Hitzdrahtinstrument, welches die Integralwirkung der Ströme aller Pulsationen mißt, wohl am geeignetsten. Steigt der Ausschlag des Instrumentes bei Ueberlagerung eines abgestimmten Stromes in der Funkenstrecke, so ist dies durch die Verminderung des Dämpfungswiderstandes bedingt. Allein das Hitzdrahtinstrument ist für diesen Zweck nur dann verwendbar, wenn der Transformator bei konstanter Primärfrequenz, für die zunehmende Belastung auch konstante Ladefrequenz ermöglicht. Es können nämlich während einer halben Periode der Primärschwingungen mehrfache Ladungen der Kapazität erfolgen,

deren Anzahl bei wachsender Belastung abnimmt, bis endlich auf jede halbe Primärperiode nur eine Entladung entfällt. Das Hitzdrahtinstrument kann sonach bei starker Kapazitätsbelastung des Transformators durch den überlagerten Schwingungskreis unter Umständen kleinere Werte angeben, als der verminderten Dämpfung der Partial-

Fig. 101.

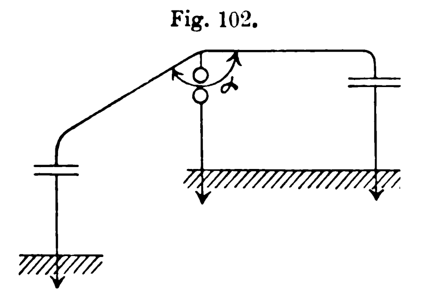


schwingungen entsprechen würde, weil die Zahl der Entladungen pro Zeiteinheit zurückgegangen ist.

Diesbezügliche Versuche brachten dementsprechend auch nicht die gewünschten und erwarteten Ergebnisse. Ohne auf die Verwendung des Hitzdrahtinstrumentes zu verzichten, wurde nun folgende Methode zur Anwendung gebracht.

Bei gleicher Kapazitätsbelastung und gleicher Ladefrequenz sind

Fig. 102.

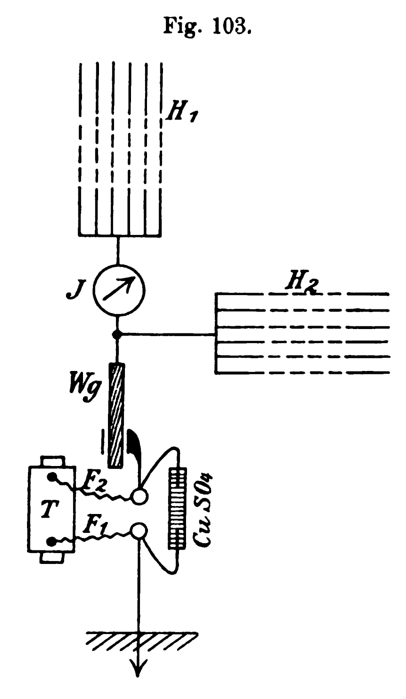


die Ausschläge des Instrumentes unzweifelhaft der Dämpfung umgekehrt proportional. Bestimmt man daher die Dämpfung durch den Widerstand einer hinter der Erregerfunkenstrecke geschalteten Meßfunkenstrecke in der bereits bekannten Weise, daß man ihn mit einem Graphitwiderstand vergleicht, so erhält man für verschiedene Kapazi-

tätsbelastungen Zahlen, die von der Ladefrequenz unabhängig sind, daher gegenseitig verglichen werden können. Das Hitzdrahtinstrument dient hierbei nur zum Vergleiche innerhalb einer Versuchsreihe bei konstanter Kapazitätsbelastung und damit auch konstanter Ladefrequenz.

Zum Versuche wurde eine Harfe H_1 (Fig. 103) mit 10 Paralleldrähten und einer Kapazität von 153 cm zuerst allein der Messung unterworfen und der gefundene Meßfunkenwiderstand für Längen der Erregerfunkenstrecke von 5, 10 und 15 mm, als Funktion der Funkenlänge die Meßfunkenstrecke, durch Vergleich mit dem Graphitwiderstand *Wg* abgeleitet. Es wurden hierdurch die in den Fig. 104 bis 106 mit *A* bezeichneten Kurven erhalten.

Fig. 103.



Sodann wurde eine zweite Harfe H_2 von den ganz gleichen Abmessungen der gleichen Kapazität unter 90° gekoppelt und der Widerstand und die Meßfunkenstrecke in gleicher Weise ermittelt. Die Kurven B geben die Widerstandswerte für diese Anordnung. Ein Vergleich der Kurven A und B läßt die Verringerung der Dämpfung der Erregerfunkenstrecke durch die übergelagerten Ströme erkennen.

In diesem Falle war die Gleichheit der Frequenz und Phase der übergelagerten Ströme durch die Gleichheit der verkoppelten Harfen gewährleistet. Wird jedoch der übergelagerte Strom durch einen mit der Funkenstrecke gekoppelten Schwingungskreis erzeugt, so ist dieser sorgfältig auf die gleiche Frequenz abzustimmen. Versuche zeigten, daß durch Kopplung mit einem verstimmten Schwingungskreise für den überlagerten Strom die Dämpfung unter Umständen statt verringert, vergrößert werden kann.

Erfolgt die Kopplung in der Funkenstrecke, so ist eine geringe Zunahme der Wellenlänge (1—2 %) zwar unvermeidlich, wegen der Aenderung der Selbstinduktion in der Funkenstrecke, der Sender bleibt aber immer eintönig. Um zu untersuchen, ob diese Eintönigkeit auch

dann erhalten bleibt, wenn der der Kopplung dienende gemeinsame Teil eine größere Selbstinduktion besitzt, wurde ein linearer Sender aus 0,8 mm dickem blanken Kupferdraht von 10 m Länge bei A (Fig. 107) durch die Funkenstrecke erregt und mit demselben ein Draht Bd = BC = l rechtwinklig gekoppelt. Bei verschiedener Lage

Fig. 104.

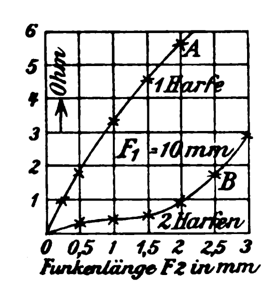
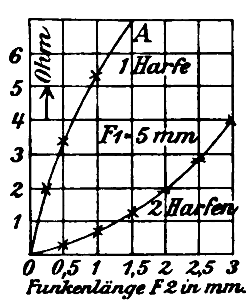
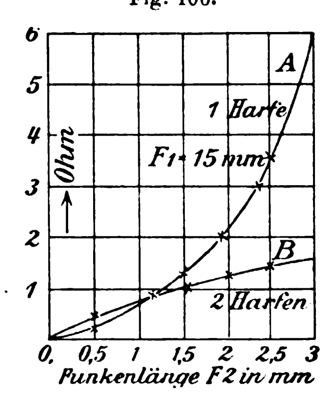


Fig. 105.



des Anschlußpunktes B, also verschiedenen gemeinschaftlichen Längen AB = a wurde die Wellenlänge des Systemes mit dem Multiplikationsstabe gemessen. Der Sender blieb vollständig eintönig, dagegen nahm die resultierende Welle bei wachsendem a beträchtlich zu. Es ist diese Wellenvergrößerung für alle kombinierten Systeme, welche eine

Fig. 106.



größere gemeinschaftliche Selbstinduktion umfassen, charakteristisch und erklärt sich die Grundursache wie folgt.

Wird der Sender als aus zwei einzelnen Schwingungsbahnen ABC und ABD bestehend betrachtet, so haben diese vor der Kopplung gleiche Schwingungskapazität, sind also elektrisch identisch und geben einzeln erregt gleiche Wellenlängen. Sind C und L die Kapazität

und Selbstinduktionskoeffizienten für konstante Spannungs- und Stromverteilung, so berechnet sich die Wellenlänge nach I, 2 aus

$$\frac{\lambda_0}{4} = \sqrt{CL}$$

oder

$$\frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi}{2}\sqrt{C'L'},$$

worin

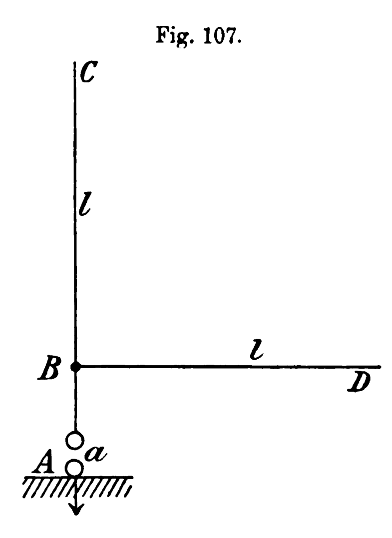
$$C' = \frac{2}{\pi}C$$

die auf einen Punkt der Schwingungsbahn reduzierte Kapazität und

$$L' = \frac{2}{\pi}L$$

den Selbstinduktionskoeffizienten des kapazitätlosen Drahtes bedeutet. Es läßt sich nun annehmen, daß nach der Kopplung beider Schwingungsbahnen, durch das gemeinschaftliche Stück a, beide Schwingungsbahnen nebeneinander bestehen bleiben und ihre Ströme sich in a übereinander lagern. Für beide Schwingungsbahnen sind jetzt die Schwingungskapazitäten zwar wieder identisch, weichen aber von jenen im ungekoppelten Zustande ab, weil erstens die Kapazitätsbelastung durch den bei B anschließenden Draht vergrößert und zweitens die Selbstinduktion in dem gemeinschaftlichen Teile durch die Ueberlagerung eines zweiten Stromes verdoppelt wird. Der Draht BC hat somit dem gemeinschaftlichen Teile gegenüber nur eine halb so große Selbstinduktion wie früher. Für jeden Schwingungsweg ist infolgedessen eine Selbstinduktion zu rechnen.

Fig. 107.



$$L'' = L_1 \mathrm{a} + \frac{1}{2}\xi L_1 l,$$

wenn man unter Anschluß großer Werte für a den Formfaktor am Strombauche gleich 1 setzt und die ungleiche Stromverteilung in l durch den Formfaktor ξ berücksichtigt. L_1 ist hierbei die Selbstinduktion für das Meter Drahtlänge berechnet.

Die zu berechnende Kapazität setzt sich aus der Kapazität des gemeinschaftlichen Stückes a und der doppelten Kapazität des Drahtes l zusammen.

$$C'' = \xi' . C_1 a + 2\eta C_1 l,$$

worin ξ' und η die entsprechenden Formfaktoren und C_1 die Kapazität pro Meter Drahtlänge bezeichnet.

Für jeden Schwingungsweg berechnet sich sonach die Wellenlänge aus

$$\frac{\lambda_1}{4} = \frac{\pi}{2}\sqrt{C'' L''} = \frac{\pi}{2}\sqrt{\left(L_1 a + \frac{1}{2}\xi L_1 l\right)\left(\xi' C_1 a + 2\eta C_1 l\right)}.$$

Die Formfaktoren lassen sich nach der in I, 6 gegebenen Weise ermitteln. C_1 folgt aus den Messungen (I, 3) gleich 6 cm und L_1 aus der Wellenlänge der ungekoppelten Schwingungsbahnen

$$\frac{\lambda_0}{4} = 960 = \sqrt{60 L},$$

woraus sich L_1 für diesen Fall mit 1535 cm bestimmt.

Die auf diese Weise für verschiedene Werte von a berechneten Werte für λ_1 mit den gemessenen verglichen, zeigten eine nahezu gleichbleibende und in Anbetracht der Schwierigkeit der Messungen so unbedeutende Differenz, daß die Richtigkeit der Auffassung außer allem Zweifel steht.

Die Kopplung identischer Schwingungskreise liefert auch dann eintönige Sender mit einer der Stromvermehrung entsprechenden Dämpfungsverminderung in der Funkenstrecke, wenn ihnen nicht nur die Funkenstrecke, sondern auch ein Teil der Selbstinduktion gemeinsam ist.

Umfaßt die Kopplung elektrisch identischer Schwingungskreise nur eine geringe gemeinschaftliche Selbstinduktion an der Funkenstrecke, so läßt sich die entstehende Kopplungswelle auch unter Einführung von Ersatzkapazitäten berechnen.

Wie bereits gezeigt (I, 7), läßt sich eine freischwingende Kapazität stets durch eine Flächen- oder Raumkapazität, d. i. durch eine im Anschlußpunkte konzentriert gedachte statische Kapazität ersetzen.

Für die Ersatzkapazität Cd' (Fig. 108) wurde die Beziehung abgeleitet

$$\frac{c\,a}{Cd'} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} . \operatorname{tg} . \frac{2\pi a}{\lambda_0}.$$

Setzt man dem vorliegenden Falle entsprechend

$$a = \frac{\lambda_0}{4} - l$$

und

$$Cd = c\,l,$$

so wird

$$Cd' = \frac{\operatorname{tg} x_0}{x_0} \,.\, Cd,$$

wenn man $\frac{2\pi l}{\lambda_0}$ mit x_0 bezeichnet.

Die statische Kapazität, welche die Drahtkapazität l ersetzen

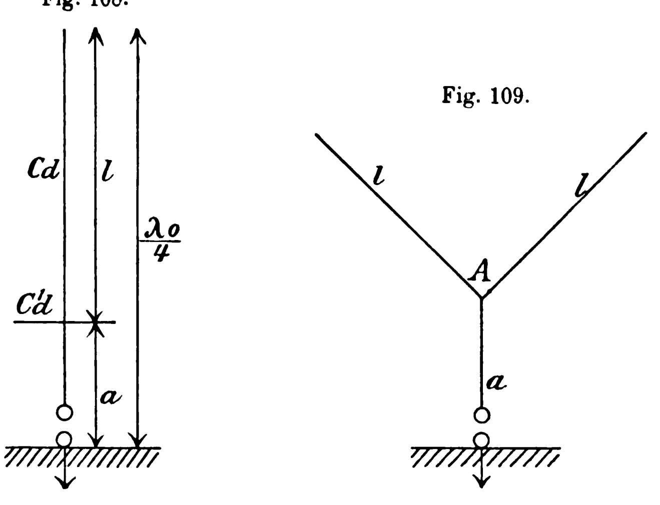


Fig. 108. Fig. 109.

soll, ist von der Wellenlänge abhängig und stets größer als die statisch gemessene Drahtkapazität. Der Koeffizient $\frac{\operatorname{tg} x_0}{x_0}$ nimmt mit wachsender Wellenlänge ab. Aendert sich demnach die Wellenlänge des Systemes, so nimmt auch die Ersatzkapazität einen anderen Wert an.

Schneidet man von einem einfachen Drahtsender (Fig. 108), dessen Wellenlänge gleich λ_0 ist, ein Stück l ab und ersetzt es durch eine Drahtkapazität Cd', so bleibt die Wellenlänge ungeändert, wenn

$$Cd' = \frac{\operatorname{tg} x_0}{x_0}\, Cd$$

gewählt wird.

Für kleine Werte von a ist die Wellenlänge zu berechnen aus

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{La \,.\, Cd'}.$$

Koppelt man zwei identische Drahtsender im Punke A (Fig. 109),

so nimmt das gekoppelte System eine größere Wellenlänge λ_1 an und die Ersatzkapazität jedes Einzeldrahtes muß jetzt die Größe

$$Cd'' = \frac{\mathrm{tg}\,.\,x_1}{x_1}\,Cd$$

haben, worin

$$x_1 = \frac{2\pi l}{\lambda_1}.$$

Die in dem Punkte A vorhandene Gesamtkapazität ist jetzt $2\,C\,d''$ und die Wellenlänge

$$\lambda_1 = 2\pi\sqrt{La\,.\,2Cd''}.$$

Hieraus folgt

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \sqrt{2\,\frac{\mathrm{tg}\,x_1}{x_1}\,.\,\frac{x_0}{\mathrm{tg}\,x_0}} = \sqrt{2\,\frac{\mathrm{tg}\,x_1}{\mathrm{tg}\,.\,x_0}\,\frac{\lambda_1}{\lambda_0}}$$

oder

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = 2\,\frac{\mathrm{tg}\,x_1}{\mathrm{tg}\,x_0} = \frac{x_0}{x_1}$$

oder

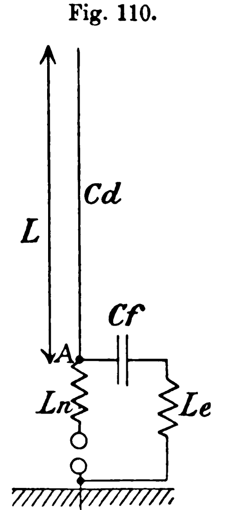
$$x_1\,\mathrm{tg}\,x_1 = \frac{1}{2}\,x_0\,\mathrm{tg}\,x_0.$$

Aus einer Kurventafel $y = x\,\mathrm{tg}\,x$ ist der Wert x_1 abzugreifen und $\lambda_1 = \frac{2\pi l}{x_1}$ zu berechnen.

Für kleine Werte von a gibt, wie vergleichende Messungen und Berechnungen zeigen, diese Methode zufriedenstellende Ergebnisse. Bei größeren Werten von a macht sich jedoch die Vernachlässigung der Kapazität des gemeinschaftlichen Stückes a geltend.

Sind die gekoppelten Schwingungssysteme zwar elektrisch gleichwertig, d. h. von gleicher Schwingungskapazität, aber nicht mehr elektrisch identisch, was dann der Fall ist, wenn die gemeinsame Selbstinduktion einerseits mit einem Drahtgebilde, anderseits mit einem Kondensator belastet ist, so komplizieren sich die Verhältnisse.

Fig. 110.



Zur Klärung der hier auftretenden Fragen sei zunächst ein Sender (Fig. 110), bei welchem das Sendegebilde aus einem einfachen frei ausgespannten Drahte besteht, betrachtet. l bezeichnet die Länge des Sendedrahtes, Ln die gemeinschaftliche Selbstinduktion, Le die Selbstinduktion, welche in dem

geschlossenen Kreise außerdem noch vorhanden ist und Cf die Kondensatorkapazität. Vor der Kopplung seien beide Schwingungskreise auf die gleiche Grundwelle λ_0 abgestimmt. Dann ist einerseits

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{(Ln + Le)Cf},$$

anderseits

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{Ln\,Cd^0},$$

worin Cd^0 die der Drahtkapazität Cd für die Schwingungen gleichwertige Ersatzkapazität bezeichnet, welche nach dem vorhergehenden aus

$$Cd^0 = \frac{\operatorname{tg} x_0}{x_0} \,.\, Cd$$

berechnet werden kann und worin

$$x_0 = \frac{2\pi l}{\lambda_0}.$$

Infolge der Gleichstimmung ist

$$Cd^0 = \left(1 + \frac{Le}{Ln}\right) Cf$$

und

$$\frac{Cd}{Cf} = \left(1 + \frac{Le}{Ln}\right) \frac{x_0}{\operatorname{tg} x_0}.$$

Durch die Kopplung entsteht eine neue Welle, „die Kopplungswelle" λ_1, für welche die Ersatzkapazität des Sendedrahtes

$$Cd' = \frac{\operatorname{tg} x_1}{x_1}\, Cd$$

ist und worin

$$x_1 = \frac{2\pi l}{\lambda_1}.$$

Die Kopplungswelle ist die Welle des geschlossenen Kreises mit der zusätzlichen Kapazitätsbelastung, sohin ist

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{(Ln + Le)\,(Cf + Cd')}$$

oder

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{Cd'}{Cf}} = \lambda_0 \sqrt{1 + \left(1 + \frac{Le}{Ln}\right) \frac{x_0}{x_1}\, \frac{\operatorname{tg}\,.\,x_1}{\operatorname{tg} x_0}}$$

und ergibt sich hieraus, daß die Kopplungswelle stets größer wird als die Grundwelle.

Für die Berechnung der Kopplungswelle aus der Grundwelle erhält man die komplizierte transzendente Gleichung

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + \left(1 + \frac{Le}{Ln}\right)\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\right)\frac{\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda_1}}{\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda_0}},$$

deren Wurzeln so wenig übersichtlich sind, daß ihre praktische Verwertung ausgeschlossen ist.

Es seien daher für die weitere Behandlung nur die Grenzfälle herangezogen, was für die vorliegende Anwendung vollkommen genügt.

a) Ln sei nicht nur gegenüber Le, sondern an sich sehr groß. Die Kopplungswelle wird

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{Ln\,(Cf + Cd')},$$

worin

$$Cd' = \frac{\operatorname{tg}\frac{\pi}{2}\frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}}{\frac{\pi}{2}\frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}}\,.\,Cd.$$

Je größer Ln ist, desto kleiner wird $\frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}$, der Winkel wird klein und der Faktor nähert sich dem Werte 1, d. h.

$$Cd' \backsim Cd.$$

In diesem Falle läßt sich annähernd

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{Ln\,Cf\left(1 + \frac{Cd}{Cf}\right)} = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{Cd}{Cf}}$$

setzen. Da das mit einem Fehler behaftete Glied $\frac{Cd}{Cf}$ unter einer Wurzel steht, verkleinert sich der prozentuale Fehler von λ_1 wesentlich.

Eine Harfe von 26 m Länge aus sechs parallelen Drähten im Abstande von 10 cm, deren Kapazität $Cd = 370$ cm betrug, wurde unter Vorschaltung von Spulen Lh mit geerdeter Funkenstrecke (Fig. 111) erregt und die entstehende Wellenlänge $\frac{\lambda_0}{4}$ mit dem Multiplikationsstabe gemessen. Hierauf wurden Grisson-Kondensatoren so abgestimmt, daß sie, mit Lh im geschlossenen Kreise belastet, die gleiche Grundwelle ergaben. Nunmehr erfolgte die Kopplung und Messung der Kopplungswelle $\frac{\lambda_1}{4}$.

Ein Vergleich der gemessenen und der nach obigen Formeln berechneten Wellenlängen zeigte eine befriedigende Uebereinstimmung, welche mit wachsendem Lh zunahm, so daß die Differenz zwischen den gemessenen und berechneten Werten nur mehr einige Zehntelprozent betrug.

Dieser Fall hat nur geringe praktische Bedeutung, da der Formfaktor umso kleiner wird, je mehr sich Cd' dem Werte Cd nähert

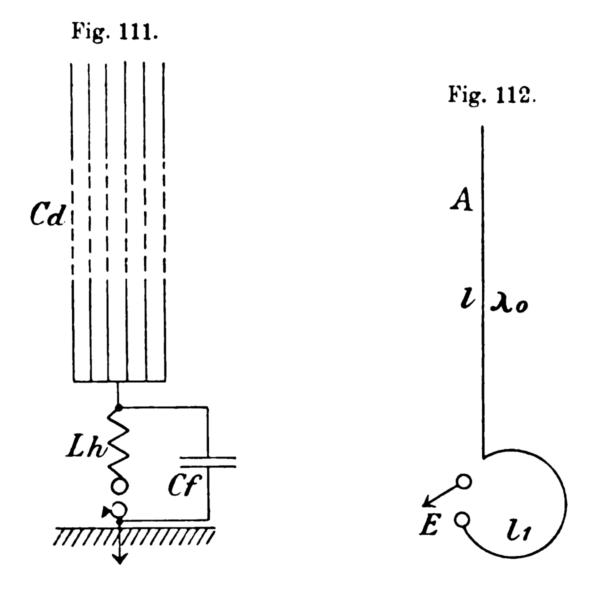


Fig. 111. Fig. 112.

und damit sich auch die magnetische Fernwirkung entsprechend verschlechtert.

b) Für ein kleines Lh ergibt sich die Kopplungswelle, wenn zur Vereinfachung $Le = 0$ gesetzt wird, aus

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{x_0}{x_1} \cdot \frac{\operatorname{tg} x_1}{\operatorname{tg} . x_0}}.$$

Zur Kontrolle dieser Gleichung wurde folgende Messung ausgeführt:

Ein Draht von der konstanten Länge $l + l_1$ wurde (Fig. 112) als Marconisender erregt. Das Stück l_1 war hierbei zu einem Kreise gebogen. Die gemessene Grundwelle ist in diesem Falle nicht $4(l + l_1)$, da l_1 in Kreisform einen anderen Selbstinduktionskoeffizienten besitzt als im geradlinigen Zustande. Nunmehr wurde l entfernt und nach der Schaltung (Fig. 113) eine Kapazität Cf so abgeglichen, daß die gleiche Grundwelle λ_0 entstand, hierauf wurde die Kopplung (Fig. 114)

vorgenommen und die Kopplungswelle λ_1 gemessen. Bei dieser Anordnung kann Le tatsächlich gleich Null angenommen werden. Dies wurde nun für verschiedene l_1 durchgeführt und gleichzeitig auch die Werte von λ_1 berechnet und zeigte sich auch hier ausreichende Uebereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten.

Für die Beurteilung der Fernwirkung eines gekoppelten Sen-

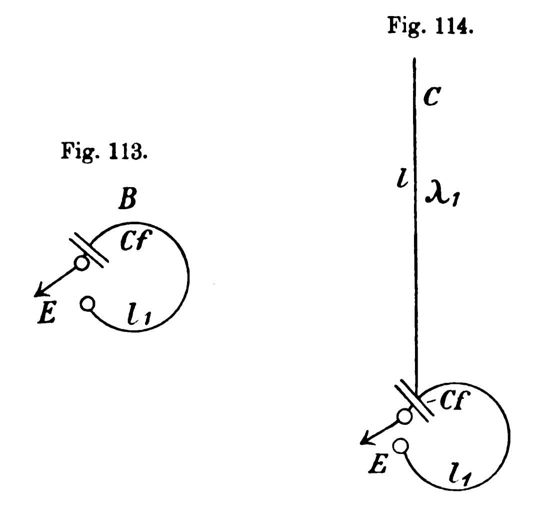


Fig. 113. Fig. 114.

ders ist die Stromaufnahme des Sendegebildes maßgebend, welche durch den Wert der Ersatzkapazität Cd' oder richtiger durch das Verhältnis $\frac{Cd'}{Cd}$ bestimmt ist. Aus den vorstehenden Gleichungen ergibt sich

$$\frac{Cd'}{Cd} = \frac{\operatorname{tg} x_1}{x_1} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}}{\frac{\pi}{2} \frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}}.$$

Um daher mit einem Sendegebilde von gegebener statischer Kapazität Cd die größte Fernwirkung zu erzielen, ist $\frac{Cd'}{Cd}$ möglichst groß zu machen. Der Grenzwert ist für $\frac{\lambda_1}{4} = l$ unendlich. Man nähert sich diesem Falle, wenn man Lh möglichst klein macht, d. h. die Kopplung durch die Funkenstrecke bewirkt. Die Verwendung einer unterteilten Funkenstrecke,

welche bei gleichem Gesamtpotential eine kleinere Funkenlänge und damit geringere Selbstinduktion ermöglicht, bietet auch in dieser Beziehung Vorteile. Je größer der Kondensator, desto größer ist auch der übergelagerte Strom in der Funkenstrecke und desto geringer auch die Widerstandsdämpfung des Gesamtsystemes. Praktisch wird man hierbei stets bis an die Belastungsgrenze des zu verwendenden Transformators gehen, wobei allerdings auch die Ladespannung und Ladefrequenz zu berücksichtigen ist.

Im vorstehenden wurde stets angenommen, daß die Dämpfungen der gekoppelten Schwingungswege elektrisch vollkommen gleichwertig sind. Dies ist nun tatsächlich nicht der Fall, weshalb die vorgeführte Abstimmungstheorie noch einer Ergänzung bedarf.

Außer der gemeinschaftlichen Dämpfung in der Funkenstrecke sind noch drei Dämpfungsursachen zu unterscheiden. Im eigentlichen Sendegebilde ist die wesentlichste Dämpfungsursache die magnetische, welche, weil die Nutzwirkung auf ihr beruht, möglichst groß sein soll. Die Dämpfung durch Elektronenstrahlung ist, wenn die höchste zulässige Flächenspannung nicht überschritten wird, minimal. Auch die Dämpfung durch den Ohmschen Widerstand des Sendegebildes kann vernachlässigt werden. Im Sendedrahte ist demnach die wesentlichste Dämpfungsursache der Energieverlust durch magnetische Strahlung.

Im Kondensatorkreis kommt wie in jedem geschlossenen Kreise die magnetische Strahlung als Dämpfungsursache gar nicht in Betracht und ist ebenso auch die Dämpfung durch den Ohmschen Widerstand zu vernachlässigen. Für die Dämpfung in diesem Kreise sind die Verluste durch den Kondensator und zwar durch direkte Elektronenstrahlung an den Rändern der Belegung, sowie durch die Hysteresis des Dielektrikums wohl in Betracht zu ziehen, da beide beträchtliche Werte annehmen können.

Bei ausgedehnten Sendeleitungen mit großem Formfaktor für den Strom, also bei geringer Selbstinduktion und Verwendung von Kondensatoren mit geringen Strahlungsverlusten, wird die Dämpfung des Sendegebildes größer als die des Kondensatorkreises und findet dann eine Störung des Gleichgewichtes in dem gekoppelten Schwingungssystem statt, wodurch die Resonanz des Sendegebildes mit dem Kopplungskreise aufhört.

Es ist sonach zur Wiederherstellung des elektrischen Gleich-

gewichtes der beiden Schwingungskreise eine Korrektion erforderlich, deren rechnerische Vorausbestimmung dermalen noch von so großen Schwierigkeiten begleitet ist, daß auf eine mathematische Ableitung überhaupt verzichtet und die Lösung des Problems experimentell versucht wurde, was auch gelungen ist.

Die Dämpfung eines einfachen Schwingungsweges durch den Ohmschen Widerstand ist gegeben durch

$$D = \frac{W}{2L} T.$$

Diese Dämpfung bewirkt eine fortwährende Abnahme der Stromamplituden. Die magnetische Strahlung bewirkt eine weitere Abnahme dieser Amplituden. Man kann sie sich durch einen zusätzlichen Widerstand W' ersetzt denken und dann die Dämpfung ausdrücken durch

$$D' = \frac{W + W'}{2L} T$$

oder wenn T durch $2\pi\sqrt{CL}$ ersetzt wird

$$D' = \pi (W + W') \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Soll die Dämpfung auf den vorigen Betrag zurückgebracht werden, so ist $\frac{C}{L}$ zu verkleinern, aber in der Weise, daß das Produkt CL, welches die Frequenz bedingt, möglichst unverändert bleibt, was durch Vergrößerung von C und Verkleinerung von L erfolgt.

In dem gekoppelten Sender (Fig. 98) wird die Selbstinduktion lediglich durch die Funkenstrecke repräsentiert. Denkt man sich den Kondensator direkt angeschlossen und den Sendedraht durch seine Ersatzkapazität Cd' ersetzt, so läßt sich die verlangte gleichzeitige Aenderung durchführen, indem man den oberen Anschlußpunkt des Kondensatorkreises weiter in den Sendedraht hinein verlegt.

Hierbei nimmt die Selbstinduktion zu und die Ersatzkapazität ab, denn aus

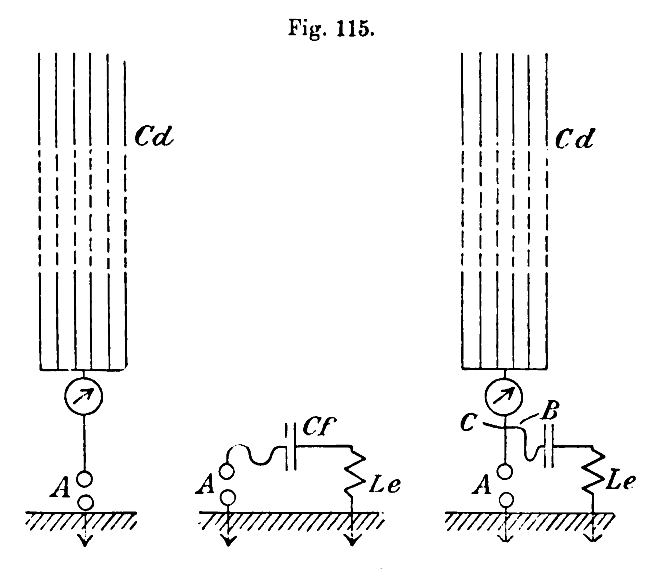
$$Cd' = \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}}{\frac{\pi}{2} \frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}} Cd$$

folgt, daß eine geringe Aenderung von $\frac{l}{\frac{\lambda_1}{4}}$, weil es nahe an 1 ist, große

Aenderungen von Cd' hervorruft. Durch diese Verlegung wird aber l verkleinert und $\frac{\lambda_1}{4}$ vergrößert, so daß die angegebene Verschiebung gleichzeitig eine Vergrößerung der Selbstinduktion und eine Verminderung der Gesamtkapazität bewirkt. Die gemeinschaftliche Selbstinduktion macht jedoch für den Kondensatorkreis im Verhältnis zur Längeneinheit einen größeren Betrag aus, weil sie von einem größeren Strom durchflossen wird. Es muß demnach für den geschlossenen Kreis eine kleine Reduktion der Selbstinduktion eintreten, damit die Resonanz der beiden Schwingungswege aufrecht erhalten bleibt. Ist diese Auffassung richtig, so ergibt sie eine ungezwungene Erklärung des nachfolgenden Abstimmungsverfahrens.

Ein Sender von der statischen Kapazität Cf (Fig. 115) wird zunächst durch eine geerdete Funkenstrecke erregt und die Wellenlänge $\frac{\lambda_0}{4}$ gemessen. Hierauf wird die Verbindung des Senders bei A gelöst und ein geschlossener Kreis mit der Kapazität Cf, welche der

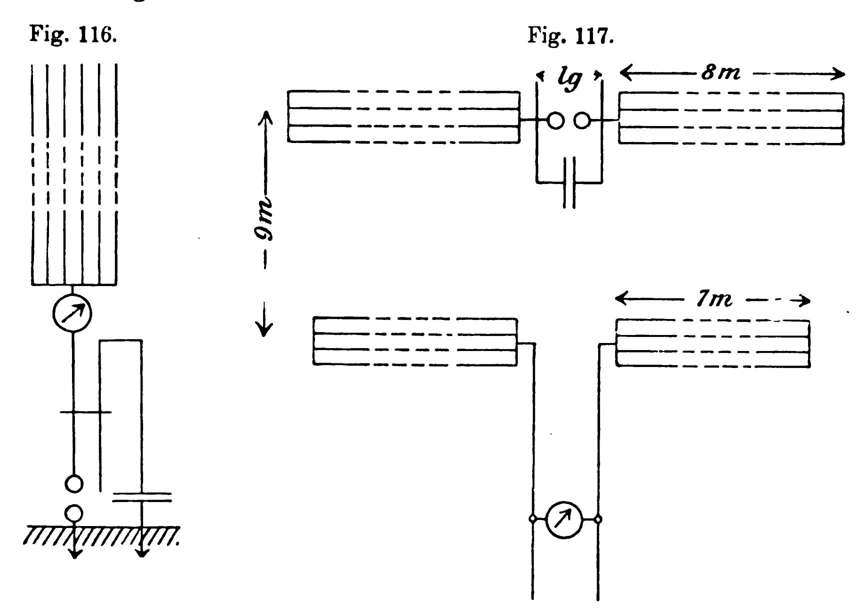
Fig. 115.



Belastungsgrenze des Transformators nahezu aber nicht ganz entspricht, angeschlossen und mit Hilfe einer regulierbaren Selbstinduktion Le so reguliert, daß der Kreis die Grundwelle λ_0 annimmt. Nach Wiederanschluß des Senders nimmt man den bei A gelösten Draht des Kondensatorkreises mit einer Isolierzange bei C und fährt mit diesem Drahte längs des Sendedrahtes entlang, indem man dabei beobachtet, daß das Stück AB stets gleich dem Stücke BC sei.

Man findet dann einen bestimmten Punkt B, bei welchem das Maximum der Wirkung auftritt. Die Länge AB beträgt meist nur wenige Dezimeter und ist wegen des Tangentenverhältnisses mit großer Schärfe einzustellen. Wird das Stück AB um vieles länger, so läßt es sich durch eine Spule von gleicher Selbstinduktion ersetzen. Für Laboratoriumsversuche läßt sich die Korrektur durch Verschiebung eines Brückendrahtes (Fig. 116) vornehmen, wodurch jeder Einfluß auf die Selbstinduktion des geschlossenen Kreises durch eine etwaige Lageveränderung des Drahtes vermieden wird.

Fig. 116. Fig. 117.

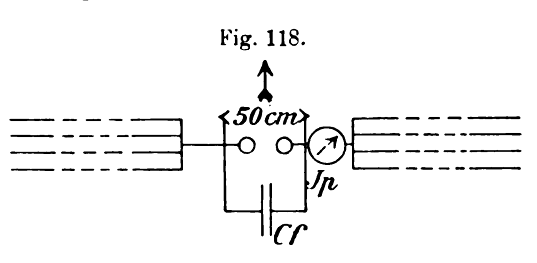


Für die Erkenntnis der maximalen Wirkung des Senders ist die Verwendung eines Hitzdrahtinstrumentes ausgeschlossen und bleibt kein anderes Mittel über, als die Stromaufnahme durch einen abgestimmten Sender zu messen.

Für diese Versuche wurde, um den Einfluß durch eine Erdverbindung auszuschließen, die Hertzsche Anordnung des Senders in einer Form gewählt, welche eine große magnetische Strahlung erwarten ließ. Er bestand aus zwei je 8 m langen Harfen mit vier blanken Drähten von $^1/_2$ m Abstand und mit verbundenen Enden (Fig. 117). Als Empfänger dienten zwei ähnliche Harfen von je 7 m Länge, die durch ein auf einer Gleitbahn rollendes Hitzdrahtinstrument verbunden waren. Die Einstellung auf Resonanz erfolgte durch Verschiebung des Instrumentes. Zum Anschluß der Wirkung direkter elektrischer Kräfte waren Sender

und Empfänger mit parallelen Harfenebenen 9 m voneinander aufgestellt. Die magnetische Fernwirkung war dabei eine so intensive, daß eine in die Empfangsharfe eingeschaltete Glühlampe in die hellste Weißglut gebracht wurde. Die Messung der Wellenlänge der Empfangsharfe ergab eine weitere Kontrolle für die Resonanz. Durchgeführte Versuche zeigten, daß die Stromaufnahme durch die Verlängerung des Stückes allmählich anstieg, bei einer bestimmten Stelle ihr Maximum erreichte, um dann wieder abzufallen. Die Kopplungswelle verlängerte sich hierbei um rund 10 %, die Stromaufnahme stieg dagegen um rund 70 %. Es wurde weiters erwiesen, daß die Stromaufnahme mit der Kapazität des verwendeten Kondensators nahezu proportional ansteigt. Die Korrektionslänge lg nimmt bei kleinen Kapazitäten zu und wird für größere Kapazitäten nahezu konstant. Bedingung für diese Versuche war, den Transformator so zu regulieren, daß er für die verschiedenen Belastungen gleiche Ladefrequenz ergab.

Fig. 118.



Die Einschaltung von Spulen mit größerer Selbstinduktion ruft eine fortwährende Abnahme der Fernwirkung hervor und bestätigt die Anschauung, wonach die Fernwirkung vom Formfaktor des Stromes im Sendegebilde abhängt. Bei diesen Versuchen wurden Harfe und geschlossener Kreis vor der Kopplung sorgfältig auf die gleiche Grundwelle λ_0 abgestimmt.

Eine weitere Steigerung der Wirkung um ungefähr 10 % läßt sich dadurch erreichen, daß man die Grundwelle λ_0 des geschlossenen Kreises verändert. Für diese Untersuchungen wurde der in Fig. 118 dargestellte Harfensender mit dem Kapazitätskreise so gekoppelt, daß die gemeinschaftliche Länge lg = 50 cm der beiden Schwingungswege stets gleich blieb. Der geschlossene Kreis wurde mit Hilfe der Kondensatorkapazität auf die gleiche Grundwelle $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)_k$ reguliert. Diese letztere Grundwelle wurde nun durch Verschiebung des geschlossenen Kreises in der Pfeilrichtung verändert, sodann die neue Grundwelle $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)_{k'}$, die Kopplungswelle $\frac{\lambda_1}{4}$, die Stromaufnahme der Sendeharfe Js und die Stromaufnahme der abgestimmten

Empfangsharfe Jp gemessen. Beide Ströme ändern sich in gleichem Verhältnisse und erreichen bei einer bestimmten Länge der Kreiswelle $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)_k$ ihr Maximum. Die günstigste Wirkung wurde erzielt, wenn die Kreiswelle ungefähr um 4 % kleiner war als die Grundwelle der Harfe. Um die günstigste gemeinschaftliche Länge lg der beiden Schwingungswege zu ermitteln, wurden verschiedene Versuche durchgeführt, welche ergaben, daß die nach der ersten Korrektionsmethode ermittelte gemeinschaftliche Drahtlänge die kleinste prozentuale Aenderung der Kreiswelle erfordert.

Das Verhältnis $\frac{Js}{Jp}$ der Maximalströme nahm hierbei den bedeutenden Wert von 0,24 an, so daß fast ein Viertel des Primärstromes in der Empfangsharfe wiedergewonnen wurde. Es scheint sich danach die Wirkung des Harfensenders nicht gleichmäßig nach allen Richtungen des Raumes auszubreiten und gewinnt hierdurch die Möglichkeit einer Zeichenübertragung nach bestimmter Richtung an Wahrscheinlichkeit.

Der direkt erregte Sender mit verminderter Dämpfung bleibt durch die Kapazitätsbelastung mit Kondensatoren, sowie nach erfolgter Korrektion nicht mehr eintönig, denn es tritt außer der rechnerisch und experimentell nachgewiesenen Kopplungswelle λ_1 stets noch eine zweite kleinere Welle auf. Diese Nebenwelle ist jedoch bei der angegebenen Schaltung von bedeutend geringerer Intensität als die Hauptwelle, und läßt sich in manchen Fällen nur durch besondere Maßnahmen erkennen. Es läßt sich demnach dieser Sender vom praktischen Standpunkte aus immer noch als eintönig bezeichnen.

Dr. Georg Seibts Vorschläge zur Abstimmung des Empfängers auf die beiden Wellen des Senders[1]). Bei zwei miteinander induktiv gekoppelten Schwingungskreisen, wie solche für die Sendereinrichtungen der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung gelangen, entstehen infolge der gegenseitigen Einwirkung der beiden Kreise zwei Schwingungen von verschiedener Periodenzahl, die auch bei der Abstimmung beider Kreise nicht fortfallen, sondern im Gegenteile noch viel schärfer auspeprägt zum Ausdruck kommen.

Der Empfänger wird nun nach den Gesetzen der elektrischen Resonanz dann am besten ansprechen, wenn er gleichfalls zwei Eigenschwingungen besitzt, welche mit denen des Senders in Bezug auf die Periodenzahl übereinstimmen. Dieser theoretischen Forderung ist bisher

[1]) E. T. Z. 1904, S. 1111.

in der Praxis nicht entsprochen worden, sondern die Abstimmung erfolgt bei den gebräuchlichen Schaltungsweisen nur auf eine der Senderwellen und zwar stets auf die längere.

Infolge der Unvollkommenheit der Empfängerabstimmung geht ein Teil der von dem Sender ausgestrahlten Energie für den Empfang verloren. Um den Nutzen der Doppelabstimmung erkennen zu können, ist es notwendig, die Beziehungen über die Strom-, Spannungs- und Energieverteilung zwischen den beiden Senderwellen festzustellen.

Hier können nur relativ festgekoppelte Sender, d. s. solche, deren Schwingungen in der Resonanzkurve durch eine tiefe Einsenkung voneinander getrennt erscheinen, in Betracht kommen. Für diese Sender ist der Einfluß der Dämpfung auf die Bildung der Amplituden ein geringer und kann daher vernachlässigt werden.

Bezeichnen E_0 die Ladespannung des Kondensators, E_{11}, E_{12} die Spannungs-, J_{11}, J_{12} die Stromamplituden der beiden Schwingungen im primären und E_{21}, E_{22}, J_{21}, J_{22} diejenigen im sekundären Kreise, L_1, L_2 die Selbstinduktionen, C_1, C_2 die Kapazitäten, M die gegenseitige Induktion und $k^2 = \frac{M^2}{L_1 L_2}$ den Kopplungsfaktor, so ist:

$$E_0 = E_{11} + E_{12} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} J_{11} &= \omega_1 C_1 E_{11} \\ J_{12} &= \omega_2 C_2 E_{12} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

$$0 = E_{21} \cos \omega_1 t + E_{22} \cos \omega_2 t \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

$$\left.\begin{aligned} J_{21} &= \omega_1 C_2 E_{21} \\ J_{22} &= \omega_2 C_2 E_{22} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Das Verhältnis der Spannungen ergibt sich unter Benutzung der Entwicklung auf S. 32 Gl. (4),

$$\left.\begin{aligned} \frac{E_{11}}{E_{21}} &= \frac{L_1 - \omega_1{}^2 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}{M} \\ \frac{E_{12}}{E_{22}} &= \frac{L_1 - \omega_2{}^2 C_2 (L_1 L_2 - M^2)}{M} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Die Schwingszahlen in 2π-Sekunden sind unter Voraussetzung der Abstimmung beider Kreise

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{C_2 L_2} \, \frac{1}{1 + k}}$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{C_2 L_2} \, \frac{1}{1 - k}}.$$

Diese Werte in Gl. (5) eingesetzt ergeben

$$E_{11} = + E_{21} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$
$$E_{12} = - E_{22} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}.$$

Aus den Gl. (1) und (3) und den vorstehenden Formeln folgt

$$E_{11} = E_{12} = \frac{E_0}{2}$$

und hiernach aus Gl. (2)

$$J_{11}\,\omega_2 = J_{12}\,\omega_1$$

und Gl. (4)

$$J_{21}\,\omega_2 = - J_{22}\,\omega_1.$$

Durch Einführung der Wellenlängen λ_1 und λ_2 an Stelle von ω_1 und ω_2 wird

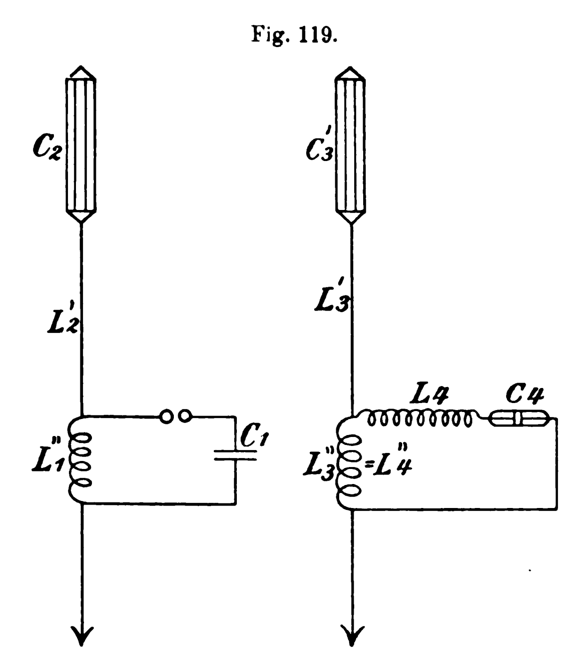
$$J_{11}\lambda_1 = J_{12}\lambda_2$$
$$J_{21}\lambda_1 = - J_{22}\lambda_2.$$

Die Spannungsamplituden der beiden Schwingungen und daher auch ihre Energiemengen sind demnach einander gleich. Die Stromstärken sind dagegen ungleich und ist die Stromamplitude der schnelleren Schwingung im Verhältnis der Wellenlängen größer als die der langsameren. Für die Erregung des Empfängers kommt es nicht auf hohe Potentialamplituden, sondern auf große Stromstärken und hohe Wechselzahlen im Sender an und ist demnach die kurze Welle in Bezug auf die Fernwirkung der langen Welle überlegen. Die Energie wird schneller und mit besserem Wirkungsgrade ausgestrahlt. Wenn sich nun auch ohne Kenntnis der Kopplungs- und Dämpfungsverhältnisse nicht bestimmen läßt, ob der Empfänger besser auf die lange als die kurze Welle abzustimmen ist, so läßt sich doch mit Bestimmtheit behaupten, daß bei mäßig fester Kopplung ($k^2 \backsim 0{,}003$), wenn der Empfänger auf die lange Welle abgestimmt ist, mindestens die Hälfte der ausgestrahlten Energie verloren geht und durch die Mitbenutzung der kurzen Welle eine Verbesserung erzielt wird, welche einer Verdopplung der Senderenergie entspricht. Der Vorteil, der durch die Doppelabstimmung erreicht werden könnte, ist demnach nicht gering zu veranschlagen.

Um die Möglichkeit der Doppelabstimmung zu erweisen, wurden vorerst einige ausgeführte Schaltungsweisen untersucht und zwar

a) Sender und Empfänger sind direkt gekoppelt (Fig. 119). Die Kapazität der Erregerkreise beträgt $C_1 = 10\,000$ cm, die des Luftleiters $C_2 = 1000$ cm. Die Luftleiter des Empfängers und Senders sind kongruent, sonach $C_3 = C_2 = 1000$ cm. Die Fritterkapazität wird einschließlich der des Spulenendes mit $C_4 = 100$ cm angenommen. Die

Fig. 119.



Selbstinduktion der vier Kreise sind L_1, L_2, L_3, L_4. Jede dieser Selbstinduktionen kann, welches auch die Art der Koppelung sei, als aus zwei Teilen zusammengesetzt gedacht werden, von denen der eine einer ideal fest gekoppelten Spule mit der Selbstinduktion L'', der zweite einer gänzlich ungekoppelten Spule mit der Selbstinduktion L' entspricht. Man kann daher schreiben:

$$L_1 = L_1' + L_1''$$
$$L_2 = L_2' + L_2''$$
$$L_3 = L_3' + L_3''$$
$$L_4 = L_4' + L_4''.$$

Im vorliegenden Falle wird

$$L_1 = L_2''$$
$$L_2' = L_3'$$
$$L_3'' = L_4''.$$

Die Wellenlänge im ungekoppelten Zustande betrage $\lambda_0 = 314$ m.

Die Bedingung, daß diese Welle allen vier Kreisen gemeinsam sein soll, ergibt:

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 2\pi\sqrt{C_2 L_2} = 2\pi\sqrt{C_3 L_3} = 2\pi\sqrt{C_4 L_4}.$$

Mit den angegebenen Werten für die Kapazitäten ergeben sich hier die Selbstinduktion in Zentimetern

$$L_1 = 2500,\ L_2 = 25\,000,\ L_3 = 25\,000,\ L_4 = 250\,000.$$

Der Koppelungsfaktor des Senders ist $k^2 = \frac{L_1}{L_2} = \frac{1}{10}$.

Die deformierten Wellenlängen des Senders sind:

$$\lambda_1 = \lambda_0\sqrt{1+k} = 366$$
$$\lambda_2 = \lambda_0\sqrt{1-k} = 260.$$

Der Koppelungsfaktor des Empfängers ist $\gamma^2 = \frac{L_3'' L_4''}{L_3 L_4}$ und ergibt mit den Zahlenwerten $L_3 = 25\,000$, $L_4 = 250\,000$, $L_3'' = L_4'' = L_1 = 2\,500$

$$\gamma^2 = 0{,}001.$$

Die deformierten Wellenlängen des Empfängers sind:

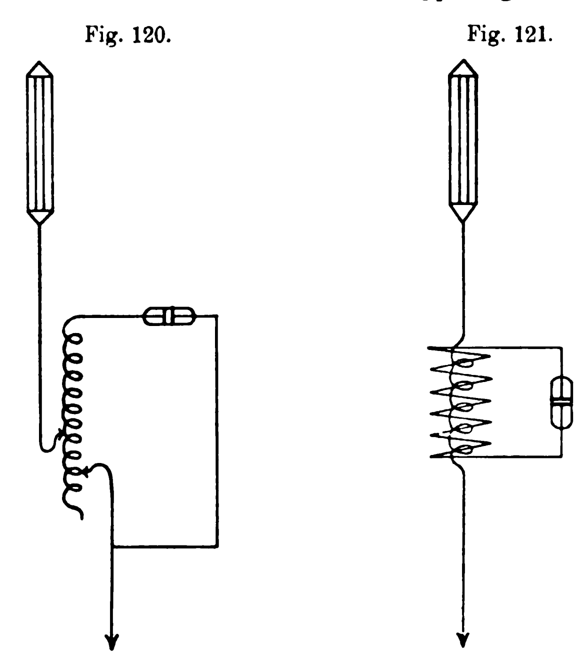
$$\lambda_3 = \lambda_0\sqrt{1+\gamma} = 318$$
$$\lambda_4 = \lambda_0\sqrt{1-\gamma} = 309.$$

Es ist sonach die Koppelung bei weitem zu schwach, als daß die Sender und die Empfängerwellen zur Deckung kommen können, und läßt sich die Abstimmung nur auf eine der Senderwellen erreichen und zwar nur auf die längere, da sich selbst durch völlige Ausschaltung der Spule L_3'' die Wellenlänge des Empfangsluftleiters nur auf 298 m herabdrücken ließe. Nimmt man die Wellenlänge der beiden Kreise des Empfängers zu 360 m an, so ist nach erfolgter Koppelung die langsame Schwingung und bei einer Wellenlänge von 372 m die schnellere Schwingung in Resonanz mit dem Sender.

Die Wellenlängen des Empfängers sind wegen des geringen Unterschiedes durch Aufnahme einer Resonanzkurve kaum voneinander zu trennen. Der zu gewinnende Linienzug wird sich jener Gestalt von Resonanzkurven nähern, wie solche bei stark gedämpften Schwingungen erhalten werden. Hierin liegt offenbar, was die Schärfe der Abstimmung betrifft, ein Nachteil des mäßig gekoppelten Empfängers gegenüber dem einfachen Empfänger, vorausgesetzt, daß die Erregung durch zwei stark voneinander unterschiedene Schwingungen erfolgt.

b) Bei der von der **Gesellschaft für drahtlose Telegraphie** verwendeten Empfängerschaltung (Fig. 120) besteht die primäre und sekundäre Spule aus einer einzigen fortlaufenden Wickelung. Da die Koppelung hier sowohl direkt als induktiv ist, wird sie nicht unerheblich kräftiger, als die vorhergehende Anordnung. Der Grad der Koppelung ist, da der Anteil der induktiven Koppelung sich nicht ohne

Fig. 120. Fig. 121.



weiteres erkennen läßt, nicht ohne verwickelte Rechnung, welche hier zu weit führen würde, festzustellen. Um jedoch dem Umstande der festeren Koppelung schätzungsweise Rechnung zu tragen, wird angenommen, daß

$$L_4'' = 3\,L_3''$$

sei. Der Koppelungsfaktor wird dann dreimal so groß als vorher

$$\gamma^2 = 0{,}003$$

und die deformierten Wellenlängen

$$\lambda_1 = 314\sqrt{1+\gamma} = 322$$
$$\lambda_2 = 314\sqrt{1-\gamma} = 305.$$

Es ist demnach auch hier die Koppelung trotz dreifacher Erhöhung für die Zwecke der Doppelabstimmung noch völlig unzureichend.

c) Betrachtet man die festeste Koppelung, die die vorliegende Schaltung zuläßt, bei welcher beide Spulen so innig miteinander verbunden sind, daß sämtliche Kraftlinien der einen Spule auch die andere durchsetzen (Fig. 121), so wird

$$L_4'' = L_4$$

und der Koppelungsfaktor

$$\gamma^2 = \frac{L_3'' L_4''}{L_3 L_4} = \frac{L_3''}{L_3} = \frac{L_1}{L_2} = \frac{1}{10}$$

erreicht also den gleichen Wert des Koppelungsfaktors des Senders. Hierdurch erschiene das Problem der Doppelabstimmung gelöst, wenn nicht auch hier die Koppelung in Praxis nicht so fest gemacht werden kann, wie angenommen wurde und anderseits die Drähte infolge ihres geringen Abstandes nicht auch eine große Kapazität gegeneinander besitzen würden, deren Einfluß der gleiche ist, als wenn die Enden der sekundären Spule durch einen Kondensator geschlossen wären. Da nun jede Kapazität parallel zu dem Fritter dessen Empfindlichkeit schwächt, wird auch hierdurch der durch die Doppelabstimmung angestrebte Zweck die Wirkung zu verstärken nicht erreicht. Es müssen daher andere Mittel gefunden werden, um die Empfängerkoppelung zu verstärken.

In dem Ausdruck für den Koppelungsfaktor

$$\gamma^2 = \frac{L_3'' L_4''}{L_3 L_4}$$

bewegt sich die Selbstinduktion L_4 innerhalb sehr enger, durch die Formgebung der Spulen bestimmten Grenzen und kann bei gegebener Wellenlänge praktisch als konstant betrachtet werden. Aenderungen von L_4'' führen daher nicht zum Ziele.

In dem Ausdrucke

$$L_3 = L_3' + L_3''$$

ist die Selbstinduktion L_3', wenn die Luftleiter des Senders und Empfängers gleich sein sollen, konstant. Eine Veränderung des Luftgebildes des Empfängers durch Ausgestaltung zu einem Netze, wodurch L_3' verkleinert würde, verringert zwar die Koppelungsschwierigkeiten für die betrachtete Station, vergrößert sie aber, wenn die gebende Station auf Empfang geschaltet werden soll. Die Kongruenz der Luftgebilde muß demnach aufrecht erhalten bleiben. Um die Empfängerkoppelung zu verstärken, bleibt demnach nichts übrig, als die Selbstinduktion L_3'' zu vergrößern. Die Vertiefung der Eigenschwingungen

des Luftleiters, die hierdurch bedingt würde, läßt sich durch Einschaltung eines passenden Kondensators in die Erdleitung wieder aufheben.

Wird der Koppelungsfaktor des Senders und Empfängers gleich gesetzt, so wird

$$\gamma^2 = k^2 = \frac{L_3'' L_4''}{L_3 L_4} = \frac{L_3'' L_4''}{(L_3' + L_3'') L_4}.$$

Mit $L_4'' = \alpha^2 L_3''$ wird

$$L_3'' = \frac{k^2 L_4}{\alpha^2 2} \pm \sqrt{\frac{k^2}{\alpha^2} L_3' L_4 + \left(\frac{k^2}{\alpha^2} \cdot \frac{L_4}{2}\right)^2}.$$

Die Gesamtkapazität des primären Empfängerkreises C_3^0 ergibt sich aus

$$\lambda^0 = 2\pi \sqrt{C_3^0 (L_3' + L_3'')}$$

und die Kapazität des Erdkondensators C_x aus

$$\frac{1}{C_x} = \frac{1}{C_3^0} - \frac{1}{C_3}.$$

Eine rechnerische Durchführung mit den Zahlenwerten des Beispieles a) ergibt

$$L_3'' = 39000 \text{ cm}$$
$$C_3^0 = 404 \text{ cm}$$
$$C_x = 680 \text{ cm}$$

und mit denen des Beispieles b)

$$L_3'' = 18470 \text{ cm}$$
$$C_3^0 = 610 \text{ cm}$$
$$C_x = 1564 \text{ cm}.$$

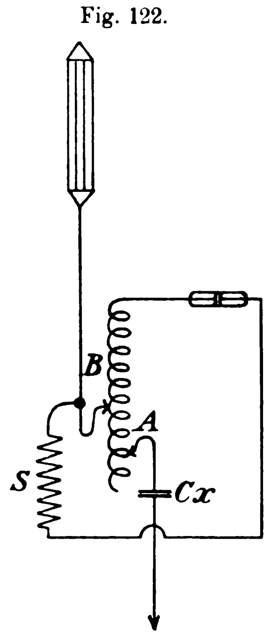
Da das Luftgebilde durch die Einschaltung eines Kondensators von der Erde isoliert wird, müssen die von der Atmosphäre aufgenommenen Ladungen ihren Weg über die Frittröhre zur Erde nehmen und können sie untauglich machen. Zur Vermeidung solcher Störungen wird der Luftleiter (Fig. 122) bei B, wo sich ein Knotenpunkt der Schwingungen findet, durch eine stark verstimmte Spule S mit der Erde verbunden. Diese Spule leitet, ohne auf die Schwingungsvorgänge einen bemerkenswerten Einfluß auszuüben, die sich allmählich ansammelnden Ladungen gleichmäßig zur Erde ab. Gegen plötzliche Potentialänderungen erweist sie sich ebenso unwirksam, wie eine Anordnung ohne Kondensator.

Bei dieser Schaltungsweise liegt der Erdkondensator nicht nur im primären, sondern auch im sekundären Empfängerkreise und übt

infolgedessen auf die Schwingungsdauer und die Koppelung einen bestimmten Einfluß aus, welcher jedoch durch Aenderung der Selbstinduktion leicht ausgeglichen wird. Es läßt sich dies übrigens auch dadurch vermeiden, daß man den zweiten Pol des Fritters statt mit der Erde mit der oberen Belegung des Erdkondensators verbindet.

Auch die reine Transformatorenschaltung läßt sich in gleicher Weise für Doppelabstimmung einrichten, nur nimmt der Erdkondensator wegen der stärkeren Koppelung etwas größere Dimensionen an.

Fig. 122.



An Stelle des Erdkondensators könnte auch ein elektrisches Gegengewicht in Form von großen Platten oder Netzen benutzt werden, wäre jedoch nur dort anzuwenden, wo eine gute Erdung nicht leicht herzustellen ist.

Es läßt sich resümieren, daß die Doppelabstimmung durch Einschaltung eines Kondensators in die Erdleitung und durch Vergrößerung der Selbstinduktion der Koppelungsspule erreichbar ist, wodurch die schnellere Schwingung, welche die Hauptträgerin der Fernwirkung ist, mit zur Wirkung herangezogen werden kann. Die Erregung des Fritters und die Reichweite der Stationen könnte auf diese Weise ohne Vergrößerung der Senderenergie wesentlich vergrößert bezw. verstärkt werden.

Die Installation doppelt abgestimmter Empfangssysteme wird indessen viel mehr Schwierigkeiten bieten, als die der einfachen Systeme, da die Abgleichung der vier Kreise auf die gleiche Wellenlänge und Koppelungsstärke zwar vorbereitet, in endgültigen Werten aber erst auf der Station selbst ausgeführt werden kann. Hierzu gehört aber die volle Geschicklichkeit eines mit den Schwingungsvorgängen wohlvertrauten Ingenieurs. Für die Ausrüstung eines größeren Verbandes von Stationen werden eingehende Erhebungen über die unter sich häufig verschiedenen Luftleitergebilde und Erdanschlüsse notwendig werden, um sodann nach einem wohlüberlegten Plane die für den Verkehr günstigsten Maßnahmen treffen zu können.

Zu diesen Auslassungen bemerkt Ingenieur R. Rendahl[1]), daß die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie seit Jahren eine Anordnung

[1]) E. T. Z. 1905, S. 87 u. S. 157.

anwendet, bei welcher die Koppelung am Empfänger mindestens doppelt so fest ist wie am Sender, somit die diesbezüglich von Seibt durchgeführte Berechnung nicht richtig sein dürfte. Es wird demnach auch der zur Verwendung vorgeschlagene Kondensator überflüssig, da, um eine Doppelabstimmung durchzuführen, nur notwendig wäre, die Koppelung des Empfängers so weit zu lösen, daß die beiden Partialwellen des Empfängers gleich jenen des Senders werden. Dies geschieht bei der dargestellten Anordnung in der Weise, daß ein Teil der zwischen Luftdraht und Erde gelegenen Windungen außer der gemeinschaftlichen Spule verlegt wird, wie es in der Praxis häufig geschieht.

Die meisten von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nach dieser Anordnung ausgeführten Empfänger sind nur auf eine Senderwelle, aber stets nur auf die kürzere abgestimmt.

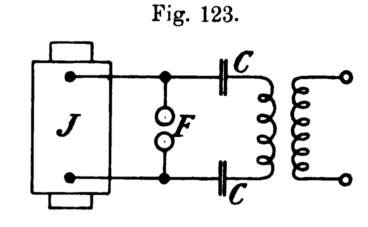
Die Einschaltung der vorgeschlagenen Selbstinduktionsspule ist bei dem Hörempfänger H. Z. M. der genannten Gesellschaft schon lange im Gebrauche.

Es zieht sich der Schluß, daß, da die kürzere Welle die größere Fernwirkung hat, durch die Doppelabstimmung die Reichweite der Stationen nicht wesentlich gesteigert werden würde.

Dr. Seibt[1]) gibt in seiner Entgegnung zu, daß er den Wert der Doppelabstimmung infolge Annahme der Abstimmung auf die längere Senderwelle überschätzt hat, es aber aufrecht erhalten muß, daß eine solche nützlich sein wird.

Abstimmungsversuche mit Teslatransformatoren[2]). Bei den Teslatransformatoren tritt nur bei ganz bestimmter Kapazität C

Fig. 123.



(Fig. 123) eine lebhafte Büschelentladung an den Polen der Sekundärspule auf, wenn die Funkenstrecke F durch den Induktor J gesperrt wird. Es muß eben, um an den Polen der Sekundären ein maximales Ausstrahlen hochgespannter Elektrizität zu erreichen, Resonanz zwi-

[1]) E. T. Z. 1905, S. 87 u. S. 157.

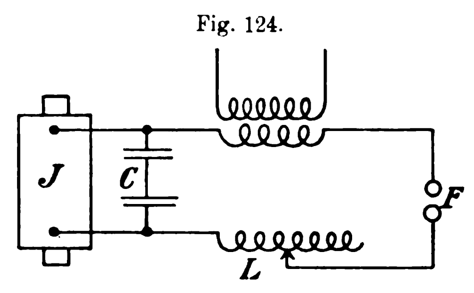
[2]) E. T. Z. 1904, S. 857.

schen dem geschlossenen Kapazitätkreise und der sekundären Wickelung herrschen. Es ist nun bei der bekannten Teslaschen Anordnung schwer, die erforderliche Kapazität durch Probieren herauszufinden, für welche die Schwingungszahl des Kreises gleich der Eigenschwingung der sekundären Spule wird.

Ing. Dr. Hugo Mosler gibt nun ein Verfahren an, bei welchem sich durch Abänderung der Selbstinduktion diese Abstimmung rasch und sicher erreichen läßt.

Man wählt zu diesem Zwecke einen Kondensator C (Fig. 124) von nicht zu großer Kapazität oder zwei in Serie geschaltete Leydener Flaschen, die parallel zu den Klemmen des Induktors gelegt werden. An eine Belegung des Kondensators wird eine veränderliche Selbst-

Fig. 124.



induktion L angeschlossen, die aus ungefähr 20 Windungen blankem Kupferdraht von 2 mm Durchmesser besteht, welche um eine Trommel aus gefirnißtem Holz von 30 cm Durchmesser und 40 cm Länge gelegt sind. Die Stromzuführung zu dieser Trommel geschieht durch Bürste und Schleifring, die Stromabnahme durch einen Rollkontakt.

Man schaltet zu Beginn des Abstimmungsversuches vorerst die ganze Selbstinduktion ein und verringert sodann durch Drehen der Trommel den Selbstinduktionskoeffizienten so lange, bis lebhaftes Funkensprühen eintritt.

Mit dieser Einrichtung lassen sich an der Sekundärwicklung des Transformators die Seibtschen Resonanzversuche (s. F. d. T. S. 137) sehr anschaulich darstellen. Es wird dann an Stelle der induktiven Koppelung der eine Pol der sekundären Wicklung an den primären Schwingungskreis leitend angeschlossen, wogegen der zweite frei bleibt.

Sobald durch entsprechendes Drehen der Trommel die Schwingungszahl des Kondensatorkreises mit jener der Spule gleich wird, also Resonanz besteht, tritt lebhaftes Funkensprühen an dem freien Pole der Spule auf.

Resonanz elektrischer Schwingungen. K. E. F. Schmidt[1]) suchte die Resonanzverstärkung und speziell das Verhältnis der Spannung mit Resonanz, zur Spannung ohne Resonanz, in einem durch eine Selbstinduktionsspule, einen Kondensator und einem induktionsfreien Widerstande geschlossenen Stromkreise einer Teslamaschine mittelhoher Frequenz (n = 2000 bis 5000), in seiner Abhängigkeit von der Größe der Selbstinduktion, der Kapazität und des Widerstandes festzustellen. Für niedere Frequenzen (n = 50—80) werden ähnliche Messungen von Feldmann (1892) und von Heinke (1897) bereits vorgenommen.

Die benützte, nach Frieses Angaben gebaute Teslamaschine erzeugte bei jeder Umdrehung des Ankers 240 Richtungswechsel des Stromes (von reiner Sinusform).

Bei Aufstellung der Resonanzkurve zeigte sich, daß für die Eigenresonanz eine Abweichung von 10 Schwingungen vom Punkte des Maximums genügt, um die Resonanzverstärkung um 25 % abfallen zu lassen. Die Kurve ist hier viel steiler als bei gekoppelten Systemen, bei welchen unter Umständen einer Abweichung von 90 Schwingungen ein Abfall von nur 4 % entspricht.

Die Selbstinduktion wurde zwischen 0,003 und 0,03 Henry abgeändert und stieg dabei die Resonanzverstärkung von 24 bis 49. Die aufgenommene Kurve war von der Form einer Hyperbel.

Dem Einflusse der Aenderung der Kapazität, welche von 0,5 bis 3,5 Mikrofarad abgeändert wurde, scheint ein sehr verwickeltes Gesetz zu Grunde zu liegen. Der erreichte Maximalwert betrug 35,7.

Die Abnahme der Resonanzverstärkung mit zunehmendem Widerstande (0,2 bis 3 Ohm) erfolgt nach einem parabolischen Gesetze.

Die elektrische Eigenresonanz reagiert bei der benützten Anordnung auf ganz geringe Aenderungen in den Versuchsbedingungen, und findet sich daraus sonach eine sehr empfindliche Methode, die Verteilung der magnetischen Kraftlinien um eine elektrische Schwingungen aufnehmende Induktionsrolle zu verfolgen, Hysteresisarbeit zu messen und ihre Abhängigkeit von Kraftliniendichte, Frequenz u. s. w. aufzusuchen.

Die Anwendung dieser Methode wird von dem Untersuchenden an einem Beispiel, nämlich an Dämpfungserscheinungen einer Induktionsrolle bei Einführung einer Reihe von Substanzen in deren Inneres gezeigt.

Resonanzversuche über das Verhalten eines einfachen

---

[1]) A. d. Ph, Bd. 14, S. 22.

Fritters[1]). F. Hodson knüpfte an die Resonanzversuche von Robinson an und benützte den gleichen Fritter wie dieser (s. d. F. d. d. T. II, S. 28, Fig. 15), nämlich zwei Stahlstäbchen, die an den gegeneinander zugewendeten Enden halbkugelförmig abgerundet waren.

Erreger und Empfänger bestanden aus fast geschlossenen Systemen, so daß nur ein sehr geringer Teil der Energie ausgestrahlt wurde, sohin die Dämpfungskonstante klein blieb. Die Wahl zweier paralleler Drähte für den Empfänger bot den Vorteil, die Selbstinduktion genau berechnen zu können.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind folgende: Ein aus einem einzigen Kontakte bestehender Fritter, dessen Anfangswiderstand 1000 Ohm oder weniger und dessen Endwiderstand annähernd 1 Ohm ist, verhält sich für Wellen, die länger als 40 m sind, als Leiter oder als unendlich große Kapazität. Für einen Endwiderstand von 10 bis 15 Ohm aufwärts zeigt der Fritter eine endliche Kapazität, so daß für Wellen von 40 bis 70 m Länge bei einem Endwiderstande von 20 Ohm die Länge eines einzelnen Drahtes der Leitung etwa 70 cm länger ist als die Viertelwellenlänge. Die scheinbare Kapazität des Fritters beträgt daher 500 cm für 40 m und 1500 cm für 70 m lange Wellen.

Dieser scheinbare Wert der Kapazität entspricht einem rein elektrostatischen Wert von 70 bis 170 cm, bei einem mittleren Widerstand des Fritters von ungefähr 100 Ohm.

Eine Reihe von Kontakten (sechs Stahlkugeln) verhält sich wie ein Leiter von 1 Ohm für den Kontakt, und verschlechtert sich mit der Zunahme des Endwiderstandes die Resonanz.

Mit dem Fritter an einem freien Ende ließ sich weder mit Wellen von 20 bis 40 m noch mit solchen von 5 bis 10 m Länge Resonanz nachweisen. In einem offenen Fritterkreise ist die Resonanz viel weniger scharf, wie in einer Parallel-Doppelleitung. Bei Wellen von 10 m Länge war der Resonanzwiderstand des Parallelsystemes etwa $^1/_4$ des Widerstandes außerhalb des Resonanzgebietes, dagegen bei offenem System etwa $^2/_3$ des Nichtresonanzwiderstandes.

Die Eigenperiode einer geradlinigen freiendigenden Drahtleitung mit einem Kondensator in der Mitte ist größer, als wenn die Drahtleitung zu einer Parallelleitung gebogen wird, an derem einen Ende ein Kondensator hängt, während das andere Ende offen ist.

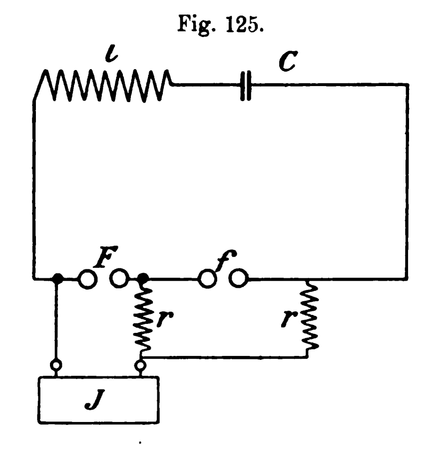
---

[1]) A. d. Ph., Bd. 14, S. 973.

Die halbe Eigenwelle eines 5 m langen Drahtes ist 4 % größer, eines 2,5 m langen Drahtes 8 % größer als die Drahtlänge und erklärt sich dies durch die Vergrößerung der Kapazität durch die umgebenden Körper.

Ueber die Dämpfung elektrischer Schwingungen durch eine Funkenstrecke[1]). K. Simons hat die dämpfende Wirkung der Funkenstrecke zum Gegenstand seiner Untersuchungen gemacht. Es stellt sich bei dieser Untersuchung der Dämpfung, welche eine Funkenstrecke in einem sonst möglichst ungedämpften Schwingungskreis bewirkt, auch die Frage, welchen Ohmschen Widerstand eine solche Funkenstrecke hat. Dieser soll nach Bjerknes 11 Ohm und nach Braun nur einige Zehntel Ohm haben. Zur Untersuchung dieses Widerstandes benützte Simons die Anordnung (Fig. 125), bei welcher neben einer die Schwingungen erregenden Entladefunkenstrecke F eine Dämpfungsfunkenstrecke f vorhanden war. Letztere wurde dann

Fig. 125.



in ihrer dämpfenden Wirkung durch selbstinduktionsfreie Widerstände aus Graphit und Bogenlampenkohle ersetzt. Zur Messung der Schwingungsamplituden wurde der Wellenmesser von Dönitz (s. d. F. d. D. II, S. 43) verwendet.

Nachstehend sind einige Versuchsergebnisse vorgeführt:

1. Entladefunke: 2,5 mm lang, bläulichweiß und knallend, Wellenlänge $\lambda_{max} = 508$ m.

Dämpfungsfunke:

Länge	Ersatzwiderstand
1,0 mm	2,2 Ohm
1,5 mm	3,2 „

[1]) A. d. Ph., Bd. 13, S. 1044.

2. Entladefunke: 3 mm lang, bläulich, sogenannter unwirksamer Funke, Wellenlänge $\lambda_{max} = 790$ m.

Dämpfungsfunke:

Länge	Ersatzwiderstand
0,5 mm	2,7 Ohm
1,0 mm	4,6 „
1,5 mm	6,5 „

3. Entladefunke: 15,5 mm lang, Funke wie er zur Funkentelegraphie Verwendung findet, Wellenlänge $\lambda_{max} = 405$ m.

Dämpfungsfunke:

Länge	Ersatzwiderstand
4 mm	0,05 Ohm
13 mm	0,16 „

Der von Braun angegebene Wert für den Widerstand der Funkenstrecke bei der drahtlosen Telegraphie ist demnach der richtige. Die Messungen lassen aber auch den Schluß zu, daß der Widerstand einer Funkenstrecke umso geringer ist, je größer die entladenen Elektrizitätsmengen werden, d. h. je weißer und knallender der Funke auftritt, und daß innerhalb der beobachteten Grenzen der Widerstand proportional zur Länge der Funkenstrecke wächst.

E. Wellenmesser und Wellenmessungen.

Methode zur Messung der Länge elektrischer Oszillationen von P. Drude[1]. Ueber diese bereits im Jahre 1902 in den Ann. d. Phys. bekannt gegebene, aber unbeachtet gebliebene Methode wird neuerdings folgendes mitgeteilt.

Zur Messung der Wellenlänge wird ein Sekundärkreis mit dem zu messenden Primärkreise (Sender) auf Resonanz eingestellt. Der Sekundärkreis besteht aus einem Plattenkondensator, dessen Kapazität nach der Kirchhoffschen Formel berechnet oder experimentell festgestellt wird, und einer genau als Rechteck geführten Selbstinduktion, die nach den noch mitzuteilenden Formeln leicht zu berechnen ist. Als Dielektrikum für den Kondensator wird Luft, Petroleum oder Wasser benützt, weil Glas im allgemeinen elektrische Absorption zeigt und dessen Dielektrizitätskonstante von der Frequenz abhängt. Die Länge des Rechteckes ist durch einen mit der Hand verschiebbaren Drahtbügel veränderlich gemacht, und wird durch Verschieben dieses

[1]) E. T. Z. 1904, S. 19.

Bügels auf Resonanz eingestellt. Der Zeiger des Drahtbügels bewegt sich längs einer Skala, die leicht durch Rechnung auf Wellenlängen zu eichen ist.

Die beiden Platten des Kondensators werden durch Verschraubung unter Zwischenlage von drei kleinen Ebonitplättchen in festem Abstand voneinander gehalten und ist in jede der Platten ein kurzer Kupferdraht eingeschraubt, der mit dem freien Ende in federnde Oesen der Rechteckleitung einpaßt. Hierdurch wird das Meßinstrument in jeder Lage brauchbar und läßt sich der Kondensator leicht durch einen anderen ersetzen. Die Rechteckleitung ist so aufzustellen, daß sie von den magnetischen Kraftlinien des Senders geschnitten wird. Bei Sendern mit Luftdrähten ist sohin das Rechteck parallel zu diesen in der Nähe des Strombauches anzuordnen. Um größere Genauigkeit zu erzielen, ist mit möglichst schwacher magnetischer Kopplung zu arbeiten, diese muß aber doch so stark sein, daß der Wellenanzeiger am Meßapparat bei Resonanz noch deutlich anspricht. Als Wellenanzeiger ist am besten, beim Arbeiten im Laboratorium oder auch im Freien bei Dämmerung oder Nacht, eine Vakuumröhre mit elektrolytisch eingeführtem Natrium zu benützen, die eine Genauigkeit der Messung bis zu $^1/_4$ % leicht zuläßt. Beim Arbeiten im Hellen bedient man sich einer über die Kondensatorplatten geschobenen kleinen Funkenstrecke, mit welcher man bis zu $^1/_2$ % Genauigkeit arbeiten kann.

Ist C die Kapazität des Kondensators im elektrostatischen Maße, L die Selbstinduktion der Rechtecksleitung, a die längere und b die kürzere Rechtecksseite, ρ die halbe Drahtdicke der Meßleitung und λ die Wellenlänge, so ist

$$L = 4\,(a+b)\left(ln\,\frac{b}{\rho} - 1{,}31\,\frac{b}{a} + 1{,}06\left(\frac{b}{a}\right)^2\right)$$

$$\lambda = 2\pi\sqrt{CL} + \frac{\pi}{3}\,\frac{a^2}{\sqrt{CL}}.$$

In der zweiten Formel muß das letzte Glied klein gegen das erste sein und darf sonach a nicht zu lange gewählt werden, kann aber meist mindestens 2 m lang sein.

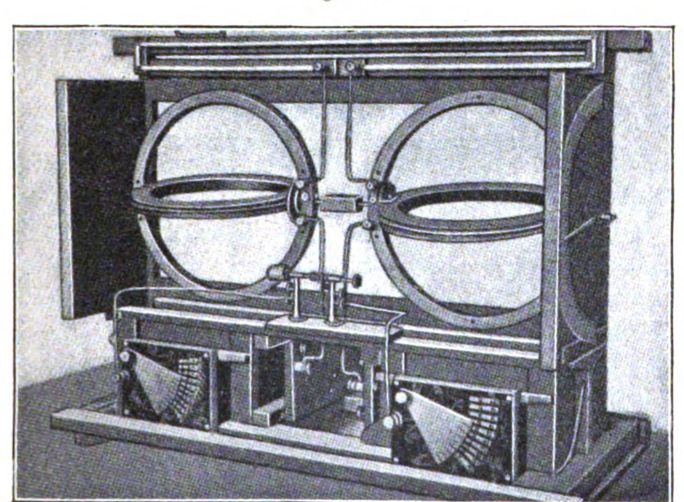
Mit nur wenigen Kondensatoren läßt sich ein Wellenbereich von $\lambda = 1$ m bis $\lambda = 300$ m bestimmen. Das Verfahren läßt sich auch zur Bestimmung der Kopplungskoeffizienten anwenden und erfolgt dies in sehr bequemer Weise, da eine Messung inklusive Aufstellung nicht mehr als 5 Minuten Zeit erfordert.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt sowohl in der Einfachheit,

als auch darin, daß selbst bei kurzen Wellen, durch die einfache Gestaltung des Sekundärkreises, dessen Eigenschwingungsperiode oder Wellenlänge nach den obigen Formeln genau berechnet werden kann. Ferner ist die Kapazitätsempfindlichkeit gegenüber dem Multiplikationsstabe von Slaby eine sehr geringe, die Maßstabsskala in λ leichter herzustellen und die Meßgenauigkeit eine größere.

Normalinstrument für die Messung der Wellenlänge elektrischer Schwingungskreise von Dr. Lee de Forest und Dr. James E. Ives[1]). Dieses für die „American de Forest

Fig. 126.



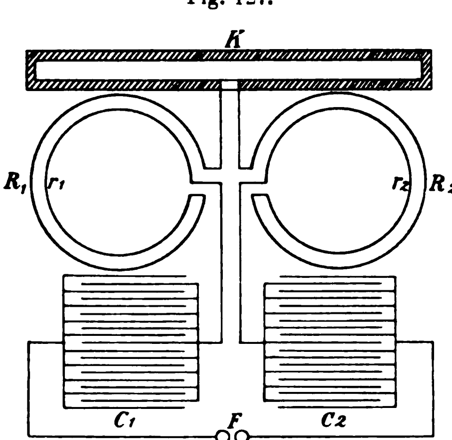
Wireless Telegraph Company“ konstruierte Instrument ist in Fig. 126 in der äußeren Ansicht dargestellt. Die Ausmaße des Instrumentes sind 56 cm Höhe, 76 cm Breite und 37 cm Tiefe. Es ist in der Form durchaus symmetrisch und enthält zwei veränderliche Kondensatoren und zwei veränderliche Selbstinduktionen, die zu beiden Seiten einer Funkenstrecke angeordnet sind. Die Kondensatoren sind aus mit Stanniol belegten Glasplatten hergestellt und stark unterteilt, so daß die Kapazität mittels der aus der Figur erkennbaren sektorförmigen Schaltkurbeln geregelt werden kann. Die Selbstinduktionen bestehen aus je zwei konzentrischen Ringen aus 2,5 mm starkem Kupferdraht, deren jeder von einem Hartgummiring getragen wird. Die beiden äußeren Ringe sind starr in der lotrechten Ebene befestigt,

[1]) E. W. 1904. Bd. 43, S. 1074.

wogegen die beiden inneren Ringe auf einer gemeinsamen wagrechten, in der Ebene der äußeren Ringe gelegenen Achse lagern und mit der aus der Fig. 126 ersichtlichen seitlichen Kurbel gleichzeitig verdreht werden können.

Die beiden äußeren Ringe haben einen Durchmesser von 286 mm, die beiden inneren Ringe einen solchen von 244 mm. Verfolgt man die Verbindungen (Fig. 127), indem man von der Funkenstrecke F nach links oder rechts ausgeht, so ersieht man, daß je ein Draht vorerst zu dem Kondensator C_1 bezw. C_2 geht. Von der anderen Belagseite des Kondensators führt ein Draht zu dem inneren Ringe r_1 bezw. r_2 der Selbstinduktion, welcher mit dem äußeren Ringe R_1

Fig. 127.



bezw. R_2 durch einen Schleifkontakt verbunden ist. Das zweite Ende des äußeren Ringes steht gleichfalls über einen Schleifkontakt mit einem Drahte in Verbindung, welcher zu dem Kontaktrahmen K führt, der sich am oberen Teile des Instrumentes befindet. Dieser Kontaktrahmen besteht aus einem Messingstab von rechteckigem Querschnitt, welcher in Form eines rechteckigen Rahmens abgebogen ist. Die Abmessungen des Querschnittes dieses Stabes sind 6 : 3 mm.

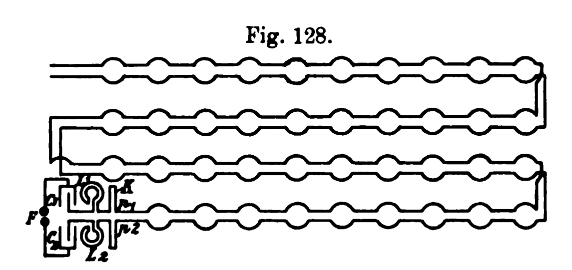
Die Schleifkontakte bestehen aus zwei kleinen konzentrischen und flachen Messingringen, die an dem inneren Hartgummiring befestigt sind und mit zwei kleinen, an dem äußeren Hartgummiringe befestigten Metallbürsten in leitender Verbindung stehen. Wie schon angeführt, können sich die beiden inneren Ringe nur gemeinsam verdrehen, und ist die relative Stellung zwischen den festen und den beweglichen Ringen an einer Gradeinteilung abzulesen.

Jeder der beiden Kondensatoren besteht aus 43 quadratischen Glasplatten von 20 cm Seitenlänge, die mit Stanniol von 17,5 im Quadrat belegt sind. Die Dicke der Glasplatten schwankt zwischen 0,8 und 6 mm und gelangen die dicken Platten für kleinere Kapazitäten in Verwendung. Diese Platten sind in Gruppen von passender Kapazität geteilt, die durch den fächerartigen Kontakt an der Vorderseite und durch einen gleichartigen, in der Zeichnung nicht sichtbaren Kontakt an der Rückseite abgeschaltet werden können.

In dem Schalteschema (Fig. 127) stellen F die Funkenstrecke, $C_1 C_2$ die beiden Kondensatoren, $R_1 R_2$ die äußeren, $r_1 r_2$ die inneren Ringe der Selbstinduktionen und K den Kontaktrahmen dar, an welchem der Stromkreis, dessen Wellenlängen gemessen werden sollen, befestigt ist.

Für die Eichung des Instrumentes wurden Lechersche Drähte benützt, die sich dann mit einem Schwingungskreis in Resonanz befinden, wenn ihre Länge gleich einem Viertel oder einem ungeraden Vielfachen von einem Viertel der Wellenlänge dieses Stromkreises ist. Zu diesem Zwecke wurden zwei blanke Kupferdrähte von 2,5 mm Durchmesser mit einem Abstand von 15 cm innerhalb der Mauern eines annähernd 37 m langen und 15 m breiten Bodenraumes parallel zueinander und in einem Abstande von 1,2 m vom Fußboden in vier Reihen ausgestreckt und die Enden der einzelnen Paralleldrähte, wie dies Fig. 128 zeigt, kreuzweise miteinander verbunden. Die Gesamt-

Fig. 128.

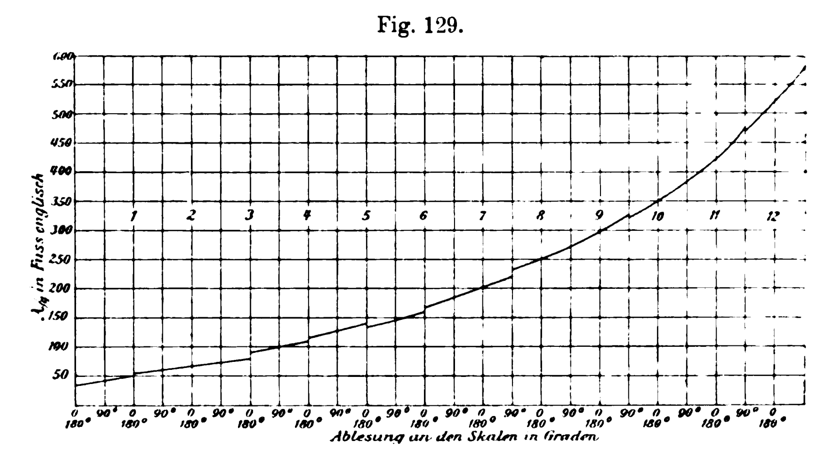


länge dieser Drähte betrug 150 m. Diese Drähte waren durch Durchschneiden in Längen von 3 m unterteilt und die Drahtenden in Schlingenform gebogen. Die einzelnen Enden wurden mittels einer starken Schnur verknüpft. Im Bedarfsfalle konnten diese Drähte durch kurze Stücke der gleichen Drahtsorte, die genau in die Schlingen einpaßten, verbunden werden. Auf diese Weise konnten die parallelen Drähte jede gewünschte Länge erhalten.

Um die Eichung durchzuführen, wurden die beiden parallelen

Drähte mit dem Kontaktrahmen K des Instrumentes an den Punkten $p_1 p_2$ verbunden und sodann das Instrument durch ein kleines Induktorium erregt, so daß Funken zwischen den Funkenkugeln der Funkenstrecke F übersprangen und hierdurch in dem Instrumente elektrische Schwingungen hervorriefen. Diese Schwingungen übertragen sich nun auf die Lecherdrähte. Sodann wurde eine Geißlerröhre der Quere nach über die freien Enden der Lecherdrähte gehalten und die Kapazität des Instrumentes so lange geändert, bis die Röhre zu glühen begann. Die endgültige Einstellung erfolgte durch Verdrehung der inneren Ringe der Selbstinduktion, bis das Glühen der Röhre den Höchstwert erreichte. Das Instrument und die Lecherdrähte befinden sich

Fig. 129.



sodann in Resonanz und die Viertelwellenlänge des Normalinstrumentes ist gleich der Länge der parallelen Drähte. Diese Arbeit wurde gegen 50mal wiederholt, wobei jedesmal bei einer Länge der Drähte von 12 m ausgegangen und von 3 zu 3 m bis zu einer Länge der Drähte von 150 m vorgeschritten wurde.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Eichungkurve (Fig. 129) wiedergegeben. Diese Kurve ist in 12 Sektionen eingeteilt, deren jede einer bestimmten Anzahl von Kondensatorplatten entspricht.

In dieser Kurve sind die Ablesungen an den Skalen als Abszissen und die Viertelwellenlängen als Ordinaten aufgetragen. Die Kurve verläuft gebrochen, da es unmöglich war, die Kapazitäten der sich folgenden Sektionen der Kondensatoren so genau herzustellen, daß die verschiedenen Teile der Kurve aufeinander passen konnten.

Um die Genauigkeit der experimentellen Eichung zu prüfen, wurde die Viertelwellenlänge des Normalinstrumentes für jede Ab-

teilung des Kondensators bei der Lage der beweglichen Ringe für das Maximum der Selbstinduktion berechnet. Dies zwang die Kapazität der einzelnen Abteilungen der Kondensatoren zu messen und das Maximum der Selbstinduktion zu berechnen.

Für die Berechnung der Wellenlängen diente die bekannte Formel

$$\lambda = 2\pi v \sqrt{LC},$$

in welcher λ die Wellenlänge, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen, welche für diesen Fall mit 3×10^{10} cm in der Sekunde angenommen wurde, L die Selbstinduktion und C die Kapazität bedeutet.

Die Selbstinduktion des Normalinstrumentes ist gleich der Summe der zwei vorgesehenen symmetrischen Selbstinduktionen und die Kapazität gleich der halben Kapazität eines der beiden Kondensatoren. Die gesamte maximale Selbstinduktion des Instrumentes wurde mit 5830 absoluten Einheiten oder Abhenries bestimmt, wovon auf die konzentrischen Ringe 4910 und auf die Selbstinduktion der übrigen Teile des Kreises 920 Abhenries entfielen.

Die Selbstinduktion des gesamten Kreises setzt sich wie folgt aus 6 Teilen zusammen:

$$L = L_1 + L_2 + 2M_{12} + L_3 + L_4 + 2M_{34},$$

wobei L_1 die Selbstinduktion des äußeren und L_2 die Selbstinduktion des inneren Ringes der linkseitigen Selbstinduktion, M_{12} ihre wechselseitige Induktion, L_3 die Selbstinduktion des äußeren und L_4 die des inneren Ringes der rechtseitigen Selbstinduktion und M_{34} deren wechselseitige Induktion bedeutet.

Da aber $L_1 = L_3$, $L_2 = L_4$ und $M_{12} = M_{34}$ ist, vereinfacht sich die Formel und man erhält

$$L = 2L_1 + 2L_2 + 4M_{12}.$$

L_1 und L_2 wurden nach der Formel

$$L = 4\pi R \log_e \frac{R}{g} + 0{,}8$$

und M_{12} nach der Formel

$$M = 4\pi R_1 \left(\log_e \frac{R_1}{d} + 0{,}8\right)$$

berechnet, wobei R in der ersten Formel den Halbmesser des Drahtringes und g den Halbmesser des Drahtquerschnittes, und R_1 in der zweiten Formel den Halbmesser des inneren Ringes und d den Abstand der beiden Ringe darstellt.

Die Berechnung ergab gegenüber den durch die Eichung bestimmten Wellenlängen etwas geringere Werte, die jedoch zwei bis drei vom Hundert nicht überschritten. Die Ursache lag darin, daß die Eichung nur mit einfachen Viertelwellenlängen in den Lecherschen Drähten durchgeführt wurde. Ganz genaue Ergebnisse werden jedoch erhalten, wenn man die Länge der Drähte so bemißt, daß sie dreiviertel einer Wellenlänge oder sonst ein ungerades Vielfaches einer Viertelwellenlänge darstellen.

Als Vorteil der symmetrischen Form des Instrumentes wird angegeben, daß für die Eichung Lecherdrähte angewendet werden können, die ein einfaches und genaues Eichen ermöglichen.

Dadurch, daß die beiden inneren Ringe der Selbstinduktionen gemeinsam um eine wagrechte Achse drehbar sind, bleibt die wechselseitige Induktion während der Drehung der Ringe konstant, und sind daher die Ablesungen genau. Auch stellt dies ein sehr bequemes Mittel dar, die Selbstinduktionen innerhalb der gegebenen Grenzen zu verändern.

Für die Feststellung der Resonanz wurden sowohl Funkenstrecken als auch Geißlerröhren benützt und hierbei gefunden, daß beide die gleichen Ergebnisse liefern. Weder die Geißlerröhre noch die Funkenstrecke übt einen bemerkbaren Einfluß auf die Wellenlänge in den Drähten aus.

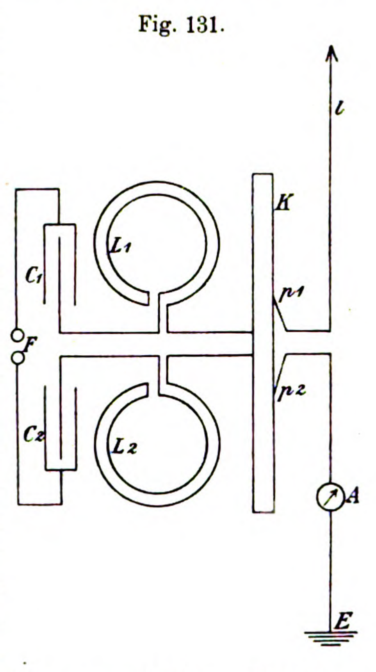
Fig. 130.

Bei Durchführung der Messungen konnte eine Störung durch Obertöne nicht bemerkt werden, und wurden solche auch tatsächlich nicht beobachtet.

Die Durchführung der Messungen gestaltet sich nun wie folgt: Soll die Wellenlänge eines geschlossenen Stromkreises ALC (Fig. 130) bestimmt werden, so wird er an einer passenden Stelle aufgeschnitten und werden die so gewonnenen Enden mit dem Kontaktrahmen an den Punkten p_1 p_2 verbunden. Er ist auf diese Weise mit dem Stromkreise des Normalinstrumentes gekoppelt, und werden daher, wenn dieser Stromkreis durch einen Funken bei F in Schwingungen versetzt wird, auch in dem zu messenden Kreise sowohl Schwingungen der Stromstärke als auch des Potentiales entstehen, wenn dessen Widerstand nicht zu groß ist. Die Stärke des oszillierenden Stromes zeigt sich an

dem Hitzdrahtampèremeter A, welches in der Nähe eines Schwingungsbauches des Stromes eingestellt wird. Haben die beiden Kreise die gleichen Schwingungsperioden, so wird nach dem Grundsatze der Resonanz die auftretende Störung ihr Maximum erreichen. Die Selbstinduktion und Kapazität des Meßstromkreises wird nun so lange geändert, bis das Ampèremeter den Höchstausschlag gibt. Die an der Teilung des Meßinstrumentes abzulesende Wellenlänge ist sodann gleich jener des zu messenden Stromkreises.

Fig. 131.



Die Größe der elektrischen Störung in dem zu messenden Kreise läßt sich durch Aenderung der Entfernung der beiden Anschlußpunkte $p\,p_1$ nach Bedarf regeln. Durch Näherrücken dieser Punkte kann der Ausschlag des Ampèremeters so klein gemacht werden, als es gewünscht wird.

Die Verbindungsdrähte, welche von dem zu messenden Kreise zu dem Kontaktrahmen führen, sollen sehr stark und so nahe als möglich aneinandergerückt sein, um die Selbstinduktion dieses Teiles des Stromkreises so viel als möglich herabzumindern. Sind die Drähte isoliert, so ist es am besten, sie gegenseitig zu verdrehen. Der Kontaktrahmen ist verhältnismäßig sehr stark und kann daher die hierdurch in den zu messenden Kreis eingeführte Selbstinduktion in der Regel vernachlässigt werden.

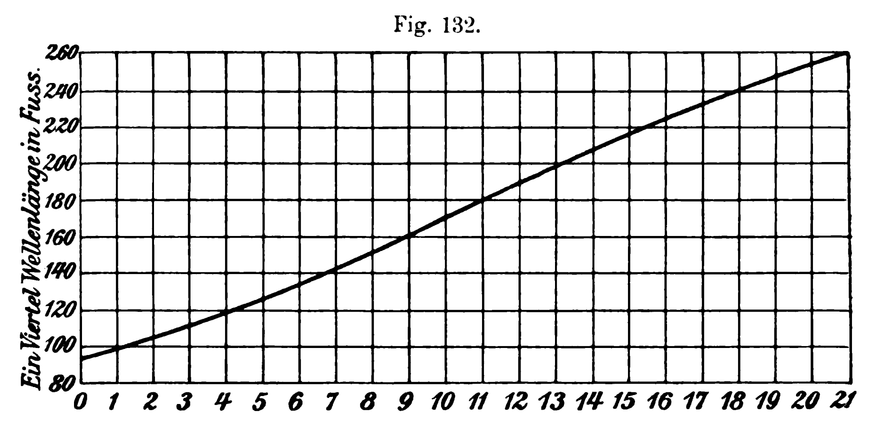
Behufs Messung der Wellenlänge in einem offenen Stromkreise, wie beispielsweise eines geerdeten Luftdrahtes, wird der Draht an irgend einem passenden, möglichst nahe zur Erde gelegenen Punkte aufgeschnitten und mit dem Meßinstrumente verbunden (Fig. 131). Es bedeutet hier l den Luftdraht, A das Hitzdrahtampèremeter und E die Erde.

Ueber den Einfluß der Einschaltung von Windungen einer schraubenförmigen Selbstinduktionsspule auf die Wellenlänge[1]). Dr. James E. Eves hat mit dem vorstehend zur Beschreibung gelangten Wellenmesser eine Reihe von Messungen

[1]) E. W., Bd. 43, S. 260.

durchgeführt, um den Einfluß festzustellen, den die Einschaltung von Selbstinduktionswindungen auf die Wellenlänge von Luftdrähten, von geschlossenen Schwingungskreisen und von beiden in Kopplung ausübt. Die Ergebnisse dieser Messungen erscheinen graphisch nieder-

Fig. 132.



gelegt und dürften für manchen mit dem Gegenstande vertrauten einiges Interesse bieten, so daß deren Vorführung hier gerechtfertigt erscheint. Bedauerlicherweise sind hier als Längenmaße englische Fuß angewendet, wodurch sich für den mit dem Metermaß zu arbeiten Gewohnten einige Schwierigkeiten für die Beurteilung ergeben. Eine Umrechnung der Längenangaben auf Meter würde, da in den Ergebnissen Dezimalen zum Vorschein kommen müßten, die allgemeine Uebersicht erschweren. Es wurde daher in den Zeichnungen und auch im Texte das englische Maß beibehalten und sei für jene, welche die Umrechnung vollziehen wollen, angeführt, daß ein Zoll engl. = 0.02539954 und ein Fuß engl. = 0.3047945 m ist.

Fig. 133.

a

h

e

E

Fig. 132 zeigt den Einfluß der Einschaltung der Windungen (Horizontalzahlenreihe) der Selbstinduktion auf die Wellenlänge. Das Schema der Verbindungen zeigt Fig. 133. a stellt hier das Sendegebilde dar, welches aus zwei ungefähr einen Fuß voneinander entfernten Drähten bestand und 62 Fuß lang war. Die Induktionsrolle h hatte 1 Fuß im Durchmesser und bestand aus 21 Windungen des gleichen Drahtes wie der Luftdraht, die 1 Zoll voneinander abstanden. Die Erdverbindung e bestand aus einem einfachen Drahte von Fuß 27 Länge, so daß das gesamte Sendesystem, von der Erde ab gemessen, 89 Fuß hoch war.

Die Kurve in Fig. 132 zeigt einen nahezu geradlinigen Verlauf, wie dies auch zu erwarten war, indem die Wellenlänge sich im Verhältnisse zur Quadratwurzel der Selbstinduktion und diese wieder an-

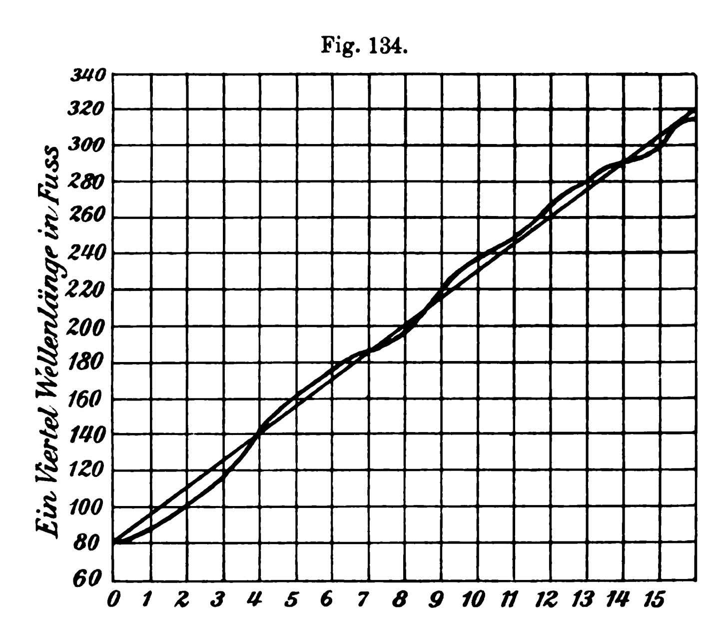


Fig. 134.

nähernd im Quadrate zur Anzahl der eingeschalteten Windungen ändert. Dies läßt sich mathematisch wie folgt erweisen.

Ist v die Geschwindigkeit von Licht- oder elektrischen Wellen in der Luft,
n die Frequenz der elektrischen Schwingungen im Luftdraht,
λ die Wellenlänge,
T die Schwingungsperiode,
L die Selbstinduktion des Sendedrahtes und
C dessen Kapazität, so ist

$$v = n\lambda \text{ oder } \lambda = \frac{n}{v},$$

$$n = \frac{1}{T},$$

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

$$\lambda = 2\pi v \sqrt{LC}.$$

Nun ist annähernd

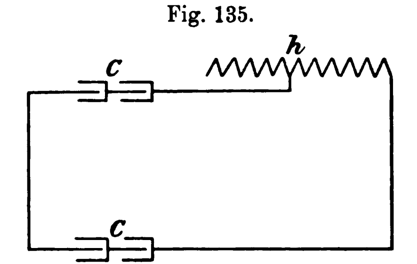
$$L = k^2 n^2,$$

worin k eine von der Form und der Größe der Selbstinduktionswindungen abhängige Konstante ist und man erhält daher

$$\lambda = 2\pi . v . k . n \sqrt{C} \qquad (1)$$

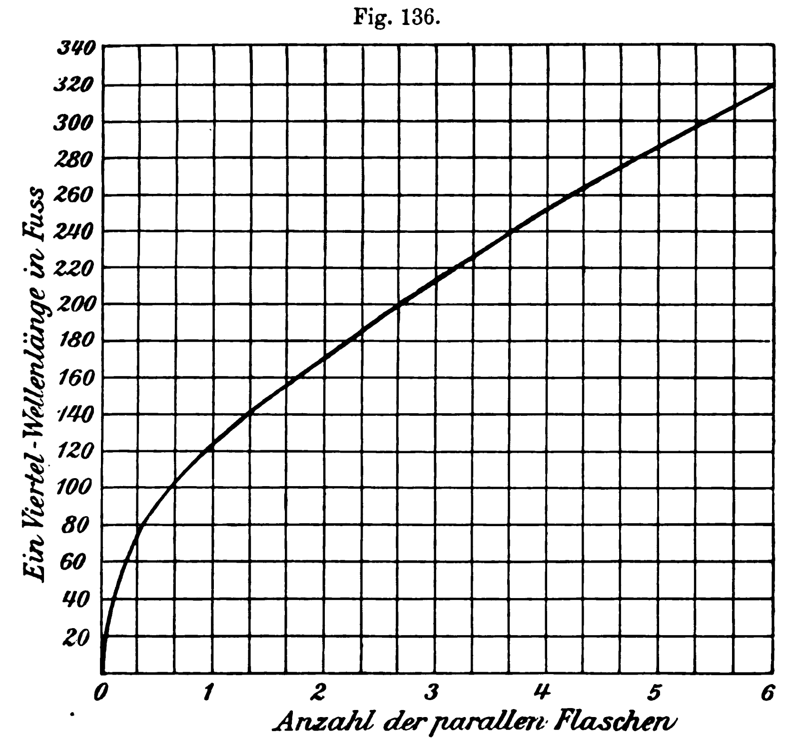
C d. i. die Kapazität des Luftdrahtes läßt sich für einen Luft-

Fig. 135.



draht von gegebener Höhe als eine Konstante betrachten, da sich an dem freien Ende des Drahtes ein Bauch und an der Erde ein Knoten

Fig. 136.



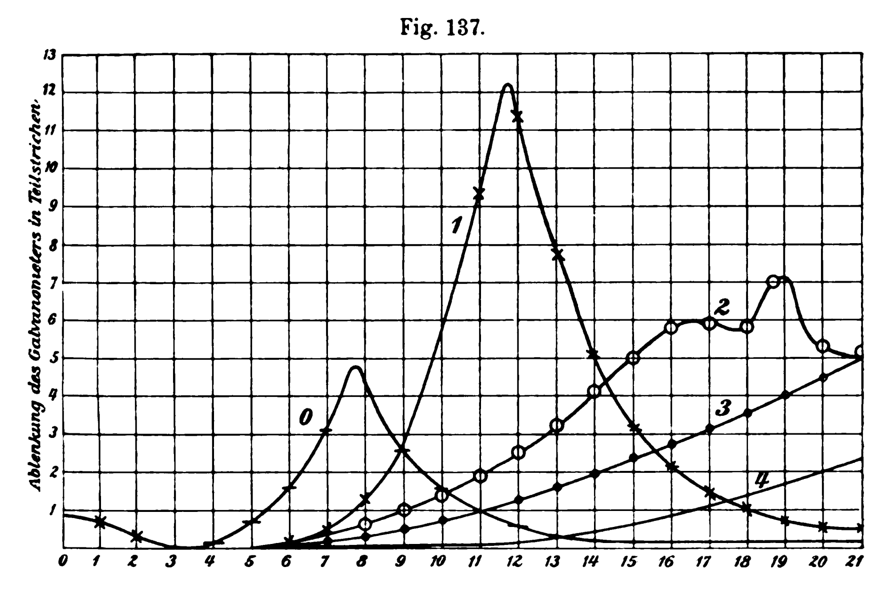
der Spannung ausbildet, sohin die Ladung, welche er aufzunehmen vermag, nicht wesentlich durch Einschalten von Windungen der Selbst-

induktion nahe am Boden geändert werden kann. Man erhält sonach, da $2\pi v k \sqrt{C}$ konstant bleiben,

$$\lambda = n \times \text{Konstante}.$$

Die Kurve (Fig. 134) zeigt, wie sich die Wellenlänge eines geschlossenen schwingenden Kreises, in welchem vier Leidener Flaschen in Serie geschaltet sind, durch Einschalten von Windungen der gleichen Selbstinduktionsspule ändern. Das zugehörige Schaltungsschema zeigt Fig. 135. Die Kurve ändert sich unregelmäßig nach beiden Seiten der geraden Linie, doch ist anzunehmen, daß die Linie

Fig. 137.



eine gerade ist und die Unregelmäßigkeit nur auf Ungenauigkeit der Beobachtung beruht.

Die Kurve (Fig. 136) bezieht sich auf die Aenderungen der Wellenlänge in einem geschlossenen Kreise, wie sich solche ergibt, wenn die Selbstinduktion des Kreises ungeändert bleibt, dagegen die Zahl der eingeschalteten Leidener Flaschen unter Parallelschaltung geändert wird. Die erhaltene Kurve ist parabolischer Form, wie dies aus Gleichung (1) erwartet werden kann. Die Wellenlänge ändert sich hier mit der Quadratwurzel aus der Kapazität.

Die Kurven in Fig. 137 wurden erhalten, indem der Luftdraht und der geschlossene Stromkreis so miteinander gekoppelt wurden, daß stets eine Anzahl der Windungen der Selbstinduktion beiden Kreisen gemeinsam ist (Fig. 138). Die Funkenstrecke befindet sich

in dem geschlossenen Kreise, und werden die in diesem erregten Schwingungen auf den Luftdraht übertragen. Es bedeutet in dieser Figur a den Luftdraht, h die veränderliche Selbstinduktion, e den zur Erde E führenden Teil des Luftdrahtes, g ein Hitzdrahtampère-

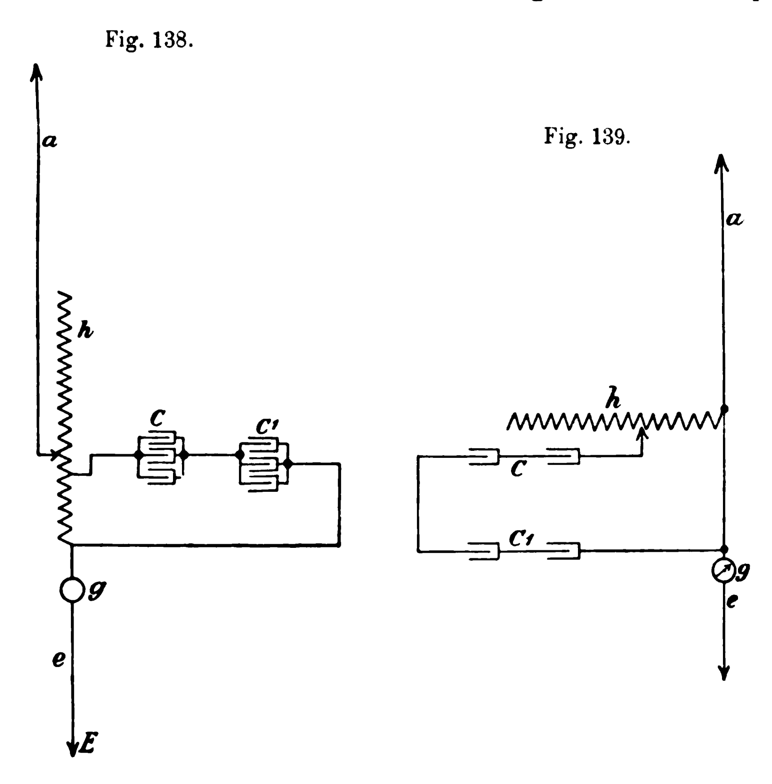


Fig. 138.

Fig. 139.

meter und $c c_1$ zwei Serien von je drei Leidener Flaschen. Die Funkenstrecke wurde durch eine Induktionsrolle erregt.

Bei Kurve 0 war nur ein Bruchteil einer Windung der Selbstinduktion in den geschlossenen Kreis geschaltet,
„ „ 1 war eine Windung der Selbstinduktion in den geschlossenen Kreis geschaltet,
„ „ 2 waren zwei Windungen der Selbstinduktion in den geschlossenen Kreis geschaltet,
„ „ 3 waren drei Windungen der Selbstinduktion in den geschlossenen Kreis geschaltet,
„ „ 4 waren vier Windungen der Selbstinduktion in den geschlossenen Kreis geschaltet.

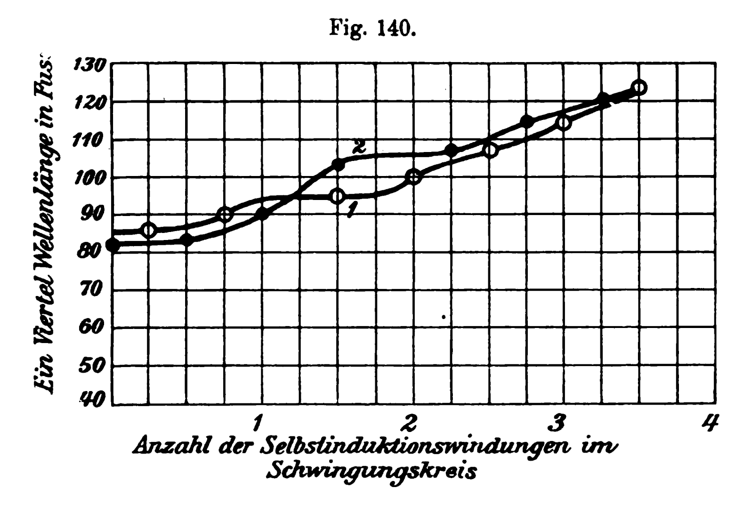
Es zeigt sich aus diesen Kurven deutlich, wie der im Luftdrahte

zirkulierende Schwingungsstrom sich vergrößert, wenn die beiden Kreise in Resonanz gebracht werden. Bei den Kurven 3 und 4 hätte es einer größeren Anzahl als 21 Windungen der Selbstinduktionsspule im Luftdrahte bedurft, um Resonanz zu erzielen.

Die Unregelmäßigkeit in der Nähe des Gipfels der Kurve 2 findet möglicherweise in einem Oberton ihre Begründung.

Es wurde ferner noch festzustellen gesucht, welchen Einfluß die Koppelung mit dem Luftdrahte auf die Wellenlänge des geschlossenen

Fig. 140.



Kreises ausübt. Zu diesem Zwecke wurde vorerst die Wellenlänge des geschlossenen Kreises ohne angehängten und sodann mit angehängtem Luftdraht gemessen. Der Charakter des geschlossenen Kreises wurde durch schrittweise Ein- und Ausschaltung von Windungen der Selbstinduktion geändert und zeigt Fig. 139 die hierfür gewählte Verbindungsanordnung.

Die durch kleine Kreise gekennzeichnete Kurve 1 (Fig. 140) läßt die Wellenlängen mit angehängtem und die durch runde volle Punkte hervorgehobene Kurve 2 die Wellenlängen ohne Luftdraht ersehen. Diese Kurven kreuzen sich bei einer Viertelwellenlänge von 96 Fuß, welche der Viertelwellenlänge des Luftdrahtes ohne eingeschaltete Selbstinduktion entspricht. Aus der Figur ist ferner zu ersehen, daß die beiden Kurven nach Einschaltung von $3\,^1/_2$ Windungen zusammentreffen.

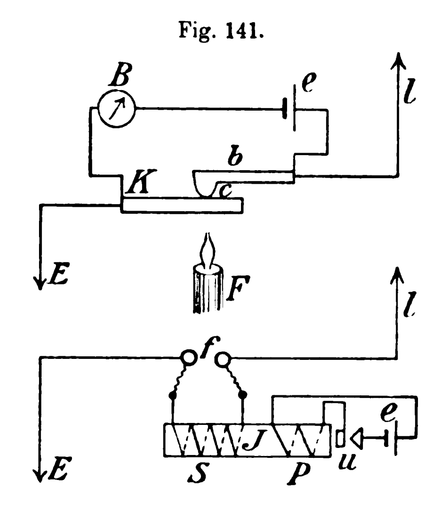
Bei weiterer Einschaltung von Selbstinduktionswindungen zeigte sich keine Abweichung der beiden Kurven mehr, und vereinigen sie sich daher zu einer Kurve. Hieraus ergibt sich, daß, wenn die

Wellenlänge des Luftdrahtes in der Nähe jener der geschlossenen Kreise liegt, sich die Wellenlänge dieses Kreises durch Koppelung mit dem Luftdrahte verringert oder vergrößert, je nachdem die Wellenlänge dieses Kreises für sich kleiner oder größer als jene des Luftdrahtes ist.

F. Wellenanzeiger.

Der heiße Oxydfritter von Max Hornemann[1]). Der heiße Oxydfritter (Fig. 141) besteht aus einem Kupferbleche k von 0,5 mm Dicke, 5 cm Breite und 10 cm Länge, welches durch die untergeschobene Flamme F erhitzt werden kann, und dem Blei-

Fig. 141.



streifen b von 1 mm Dicke, 1 cm Breite und 10 cm Länge. Der Bleistreifen ist an dem Ende, mit welchem er auf das Kupfer gelegt wird, hakenförmig umgebogen und abgerundet, um das Kupfer möglichst nur punktförmig zu berühren, und ist mit dem negativen Pol eines Elementes e von geringer elektromotorischer Kraft verbunden. Zwischen dem positiven Pol und dem Kupferstreifen wird ein Telephon oder ein Galvanometer B geschaltet.

Um den Apparat zu benutzen, wird das Kupferblech, bevor das Blei aufgelegt wird, durch die untergeschobene Flamme an einer Stelle so erhitzt, daß sich an seiner Oberfläche ein dünner Ueberzug von schwarzem Kupferoxyd (Kupferhammerschlag) bildet. Sodann entfernt man die Flamme und legt, sobald das Kupfer kalt geworden

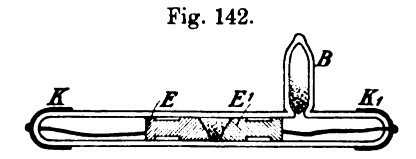
[1]) A. d. Ph., Bd. 14, 1904, S. 182.

ist, den Bleistreifen auf die oxydierte Stelle des Kupfers auf. Die Oxydschicht läßt im kalten Zustande keinen nennenswerten Strom hindurch und die Galvanometernadel wird jetzt gar nicht oder nur unbedeutend abgelenkt. Erhitzt man nun das Kupferblech von neuem, dann geht mehr Strom durch das Galvanometer. Man erhitzt jetzt am besten seitlich, um das Abschmelzen des Bleies zu hindern, und wird die Hitze so reguliert, daß die Galvanometernadel einen Ausschlag von 20 bis 60° anzeigt.

Läßt man jetzt bei f des Senders Fünkchen überschlagen, so geht die Nadel durchschnittlich um 8° zurück und bleibt während der Dauer der Bestrahlung so stehen, um nach deren Aussetzen wieder von selbst in die frühere Lage zurückzukehren.

Bei zu starker elektrischer Erschütterung durch größere Funken wirkt der heiße Oxydfritter wie eine Branlysche Röhre, d. h. die Nadel wird plötzlich bis zum Maximum abgelenkt und kehrt nach

Fig. 142.



Aussetzen der Bestrahlung erst nach Beklopfen des Kontaktes in die empfindliche Anfangsstellung zurück.

Aehnlich ist die Erscheinung, wenn man die Schaltung des Elementes umkehrt, also den positiven Pol des Elementes mit dem Bleistreifen verbindet.

Um diese Erscheinung zu erklären, ist die elektromotorische Kraft des Thermostromes in Betracht zu ziehen, welche der elektromotorischen Kraft des Elementes entgegenwirkt und vermutlich durch die elektrische Bestrahlung verstärkt wird.

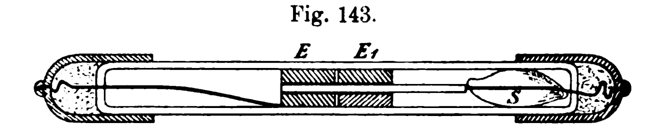
Der Fritter von Tissot[1]. Dieser Fritter (Fig. 142) besteht aus zwei Metallelektroden $E E_1$ von 3—5 mm im Durchmesser, die an den Enden abgeschrägt sind, so daß sie ähnlich wie bei dem Fritter von Slaby-Arco mit den einander zugekehrten Enden einen keilförmigen Spalt bilden, in welchem das Frittpulver sich befindet. Zwei Drähte führen von diesen Elektroden durch das sie umhüllende Glasrohr und enden in zwei Metallkappen $K K_1$, die auf das Glasrohr aufgesetzt sind. Seitlich ist an das Glasrohr eine zweite kleinere Glasröhre B angeschmolzen, die oben abgeschlossen und mit Chlorcalcium gefüllt

[1]) E. W., Bd. 44, S. 97.

ist. Diese Röhre steht mit dem inneren Hohlraum der Hauptröhre in Verbindung und hat die Aufgabe, die Luft trocken zu erhalten bezw. zu trocknen. Ueber die Materialien, aus welchen die Elektroden und die Füllung bestehen, ist bisher nichts verlautbart. Sofern diese Materialien keine besonderen Eigenheiten aufweisen, unterscheidet sich dieser Fritter von den bekannten Frittertypen nur dadurch, daß die Chlorcalciumröhre hinzugefügt wurde.

Der Fritter von Rochefort[1]). Die bei Frittern unvermeidlichen Elektroden E E_1 bestehen hier (Fig. 143) aus kleinen konzentrischen Zylindern von weichem Eisen, die im Innern mit Glas oder Hartgummi ausgefüllt sind. Der linke Eisenzylinder (Fig. 143) ist direkt mit dem Einführungsdrahte verbunden. Der rechtsseitige Einführungsdraht ist hingegen mit einem Kupferstäbchen verbunden, welches durch das isolierte Innere der beiden, durch einen schmalen Zwischenraum getrennten Zylinder getrieben ist, so daß zwischen den

Fig. 143.



beiden Elektroden ein ringförmiger Raum besteht, der mit Feilspänen aus weichem Eisen angefüllt ist. Außerdem ist in die Röhre ein kleines mit Chlorcalcium gefülltes Schüsselchen S eingesetzt, um den Innenraum trocken zu erhalten. Die Einführungsdrähte sind in die Enden der Glasröhre eingeschmolzen und an die auf die Röhrenenden aufgesetzten Metallkappen angelötet. Ein Hufeisenmagnet wird nun so angeordnet, daß der Fritter in dessen magnetischem Felde liegt. Werden die Feilspäne durch elektrische Schwingungen zusammengefrittet, so verstärken die magnetischen Kraftlinien die Wirkung.

Der Fritter von C. Schniewindt[2]). Dieser Fritter besteht aus einem feinen Drahtgewebe aus gut leitendem Material, welches so durchschnitten wird, daß kein Draht von einem Ende zum anderen zusammenhängend verläuft, wodurch es nur aus lauter kurzen Drahtstücken gebildet erscheint. Eine Ausführungsform dieses Fritters besteht darin, daß ein rundes Stück Drahtgaze durch einen in einer Spirallinie geführten Schnitt in eine Anzahl von Windungen getrennt wird, deren Drähte mit ihren Enden die Kante der Windung bilden. Der Schnitt kann aber ebensogut in Schlangenlinien oder Zickzackform

[1]) E. W., Bd. 44, S. 97.
[2]) E. T. Z. 1904, S. 236.

oder auch geradlinig geführt werden, wobei die Streifen abwechselnd an dem einen oder dem anderen Ende zusammenhängen, indem die Schnittlinien nicht ganz durchgeführt werden. Durch diese Zerlegung der das Drahtnetz bildenden Drahtlängen in einzelne kurze Teile wird der Widerstand des Netzes unendlich groß gemacht. Wird jedoch ein solchergestalt unterteiltes Drahtnetz von elektrischen Wellen getroffen, so werden die sich berührenden kurzen Drahtstücke ganz in der gleichen Weise, wie dies bei den Metallpulverfrittern eintritt, leitend. Durch Schlagen oder Klopfen auf das Netz werden die Berührungsstellen unterbrochen und der Drahtgazefritter erhält wieder seinen anfänglichen unendlich großen Widerstand.

Der Fritter von L. Dorman[1]). Auf einem Sockel befinden sich zwei aufrechte parallele Ständer, deren jeder von einem Loche durchbrochen ist, in welchen die Enden einer mit Messinghülsen versehenen Glasröhre eingeschoben werden, wobei die Hülsen auf einem Ansatze der Ständer ruhen. Durch die Mitte der Hülsen dringen zwei Stäbe in das Innere der Glasröhre, welche durch Spiralfedern gegeneinander gedrückt werden, um den Einfluß der Bewegung der fadenförmigen Teile zu behindern. Zwischen den beiden Enden der Stäbe befindet sich ein Quecksilbertropfen, welcher sich innerhalb der Glasröhre frei bewegen kann. Der wichtigste Teil der Erfindung besteht jedoch darin, daß der Quecksilbertropfen vorerst mit einer Umhüllung von Mineralöl, sodann mit einem Belage von äußerst feingepulvertem Eisenoxyd, Schmirgel, Kohle und verschiedenen Metalloxyden umkleidet wird. Dieser Fritter ist selbstentfrittend und soll nach den Angaben des Erfinders viel energischer wirken, viel dauerhafter und viel unempfindlicher gegen atmosphärische Wellen sein als andere Fritter.

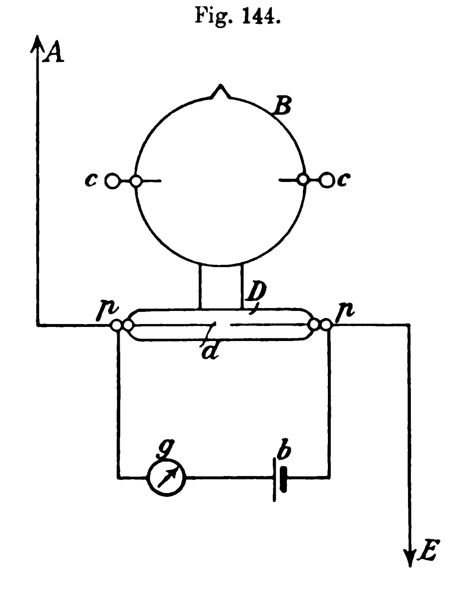
Der Wellenanzeiger von J. Härdén[2]) besteht aus einer Vakuumröhre D (Fig. 144), welche mit einem größeren Gefäße B in Verbindung steht. In die Röhre D sind zwei Platindrähte eingeschmolzen, die eine Funkenstrecke d von 2 mm Länge abschließen. Der eine dieser beiden Drähte ist mit dem Luftdrahte, der andere mit der Erde verbunden. Die beiden verbundenen Gefäße D und B werden so weit luftleer gemacht, daß die Leitfähigkeit des Gases, an den Elektroden c c gemessen, ihren größten Wert erreicht. Im Nebenschlusse zu den Elektroden liegt ein Galvanometer g oder ein sonstiger Empfangsapparat und eine Batterie b. Werden in dem Luftleiter elektrische

[1]) Electrical Review (N. Y.), Bd. 43, S. 748.
[2]) E. T. Z. 1904, S. 1118.

Schwingungen erregt, so findet bei d ein Funkenübergang statt und wird hierdurch der Lokalstromkreis geschlossen und das Empfangsinstrument spricht an. Sobald die Schwingungen des Luftdrahtes verschwinden, hört auch der Funkenübergang und somit auch die Leitfähigkeit auf und ist somit die Entfrittung eine selbsttätige. An Stelle der Vakuumröhre eine Quecksilberdampflampe eingesetzt und als Lokalstromquelle eine Batterie von 200 Volt verwendet, findet durch starke elektrische Schwingungen ein Aufleuchten der Lampe statt.

Der Fritter von Nevil Maskelyne[1]). Dieser Fritter, von dem Erfinder „Konjunktor“ genannt, besteht (Fig. 145) aus einem kurzen Glasröhrchen c, auf dessen Enden Metallkappen 9 aufgesetzt sind. Durch diese Kappen gehen die Stahlstäbe 10, deren innere

Fig. 144.



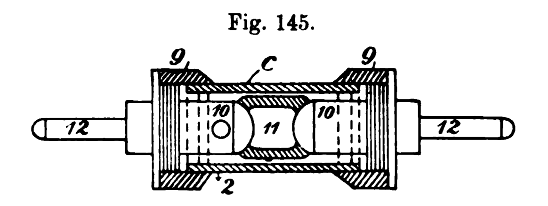
Enden halbkugelförmig abgerundet und auf Hochglanz poliert sind. Die beiden Halbkugeln sind etwa 5 mm voneinander entfernt und wird der Zwischenraum durch einen Hohlzylinder 11 aus Stahl überbrückt, dessen innerer Durchmesser geringer ist, als der Durchmesser der Halbkugeln, auf welchen er lose aufsitzt. Die Enden des Zylinders sind schräg geschnitten, so daß die Schneiden messerscharf werden. Vor Gebrauchnahme werden Stäbe und Zylinder in einem Platintiegel so lange erhitzt, bis sie mit einer blaßgelben Oxydschicht überzogen sind. Nach dem Einsetzen der Stäbe und des Zylinders in das Glas-

[1]) The Electricien, 14. Okt. 1904.

röhrchen c wird das Ganze luftdicht verschlossen. Einer der Stäbe 10 ist außerdem noch durchbohrt und mit einer Masse angefüllt, welche die etwa noch vorhandene Luftfeuchtigkeit aufsaugt. Durch die Oxydschicht wird dieser Fritter für Ströme niederen Potentials nichtleitend, wogegen ihn elektrische Schwingungen in den leitenden Zustand überführen. Um diesen Fritter wieder in den nichtleitenden Zustand überzuführen, wird er durch die Ankerbewegung eines Klopfers geschüttelt.

Der selbstfrittende Wellenanzeiger von Peters[1]. Bisher war es üblich, den Fritter so zu schalten, daß der Ortsstromkreis durch den an dessen Enden ausgelegten Fritter geschlossen wurde. Hierdurch waren die Stromwege für die in dem Luftdrahte induzierten Wellenströme und für den von der Ortsbatterie gelieferten Strom miteinander so verbunden, daß der Ortsstromkreis den Fritter überbrückte. Da der Widerstand des Ortsstromkreises im Verhältnisse zu dem Widerstande des Fritters ein sehr geringer ist, geht ein großer Teil der vom Luftdrahte aufgenommenen Energie über den Ortsstrom-

Fig. 145.



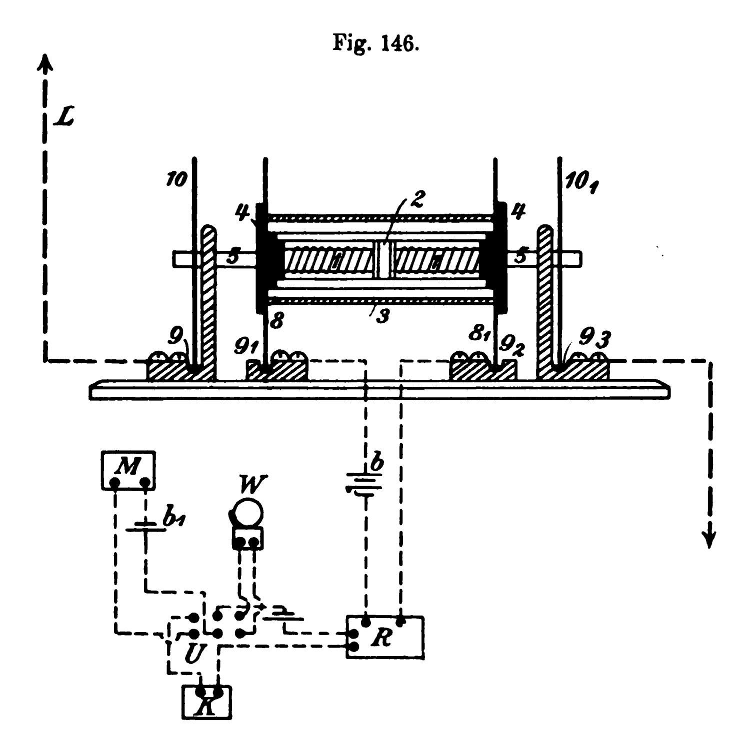
kreis um den Fritter herum zur Erde und kann daher nicht zur Wirkung gelangen. Die Zeichen versagen infolgedessen oft oder prägen sich nicht scharf genug aus. Diesem Uebelstande suchte man allerdings dadurch zu begegnen, daß man Selbstinduktionen in den Ortsstromkreis schaltete, welche den Wellenströmen den Durchgang verwehren sollen, allein es scheint, wie dies die noch immer nicht vollkommen entsprechende Sicherheit des Empfanges erweist, der erstrebte Zweck doch nicht voll erreicht zu sein. Um diesen Uebergang hintan zu halten, trennt Peters den Lokalstromkreis gänzlich von dem Wellenstromkreise in der Weise, daß der Lokalkreis erst dann zur Wirkung gelangt, wenn die Frittung bereits vollzogen ist. Hierbei wirkt der Lokalstrom noch unterstützend auf die Frittung ein, so daß die Zeichen sicher erscheinen. Als Beweis für die Empfindlichkeit dieses Wellenanzeigers wird angegeben, daß er nachweisbar

[1]) E. W., Bd. 43, S. 994.

in mehreren Fällen noch über eine Entfernung von 4—8 km auf den Oeffnungsfunken einer Trockenzelle ansprach.

Der Fritter (Fig. 146 und 147) besteht aus zwei einander gegenüberstehenden Elektromagneten 1, 1_1, zwischen denen sich der Raum für die Feilspäne 2 befindet. Diese Elektromagnete sind in eine Glasröhre 3 eingesetzt, welche durch isolierende Platten 4 abgeschlossen ist. Als Kern für die Elektromagnete dienen weiche Eisendrähte, die um den Schaft 5 angeordnet und an dem den Feilspänen zugekehrtem Ende durch einen Ring 6 von weichem Eisen zusammen-

Fig. 146.

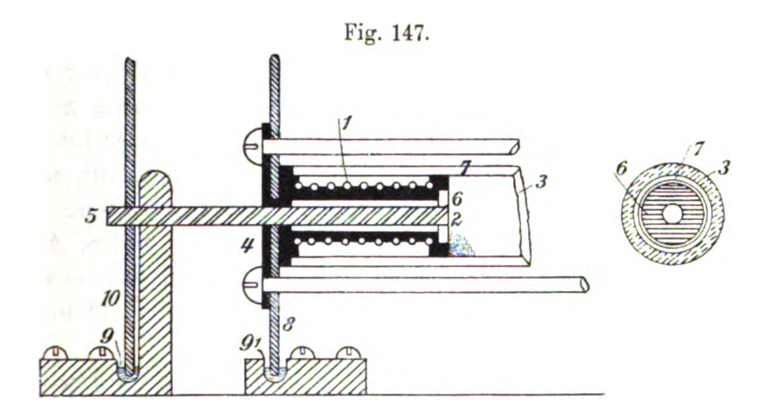


gehalten werden, welcher von dem Ringe 7, gleichfalls aus weichem Eisen bestehend, isoliert ist. Dieser letztere Ring bildet das eine Ende der Windungen der Elektromagnete, wogegen das andere Ende an die Scheibe 8 bezw. 8_1 anschließt. Es ist auf diese Weise der zur Aufnahme der Feilspäne dienende Zwischenraum durch die Enden der Elektromagnetwindungen bezw. den an diese anschließenden isolierten Endring gebildet. An dem Schafte 5 sind zwei Scheiben 10 und 10_1 befestigt. Die Vertiefungen 9, 9_1, 9_2, 9_3 sind mit Quecksilber gefüllt und werden hierdurch, wie dies aus der Zeichnung er-

sichtlich, die leitenden Verbindungen der Scheiben 8, 8_1, 10, 10_1 mit den Apparaten, dem Luftdrahte und der Erde hergestellt. Der Fritter wird, durch einen Elektromotor getrieben, in fortlaufender drehender Bewegung erhalten.

Durch diese Anordnung ist, da der Lokalstromkreis, solange eine Frittung nicht stattfindet, nicht geschlossen und dieser Kreis von dem Wellenkreise sohin getrennt ist, ein Uebergehen der Wellenströme in den Lokalkreis ausgeschlossen. Erst nach vollzogener Frittung wird auch der Lokalstromkreis geschlossen, und zwar von dem positiven Pole der Batterie b ausgehend über das Relais R, Quecksilber 9_2, Scheibe 8_1, die Windungen des rechtseitigen Elektromagneten, Scheibe 7, über das Frittpulver zu Scheibe 7 des linken Elektromagneten, die

Fig. 147.



Windungen desselben, Scheibe 8, Quecksilber 9_1 zum negativen Pole der Batterie zurück. Der Wellenstrom hingegen geht vom Luftdraht L über den Schaft 5 des linken Elektromagneten, die Feilspäne und den Schaft des rechtseitigen Elektromagneten zur Erde E. Dadurch, daß sich der Fritter in ständiger drehender Bewegung befindet, werden auch die Feilspäne mitgenommen, welche, wenn sie einen gewissen Punkt erreicht haben, abfallen, um wieder mitgenommen zu werden, so daß sie sich in ständiger Bewegung befinden. Hierdurch wird die Entfrittung herbeigeführt und stets aufrecht erhalten. Ein Teil der Feilspäne bleibt jedoch infolge der Berührung mit den Scheiben 7 von der Bewegung unberührt und wird dieser Teil der Füllung ungeachtet der Drehung bei Durchgang eines Wellenstromes von hohem Potential stets für die Frittung empfänglich.

Durch die selbsttätige Entfrittung ist auch der sonst bei Frittern bemerkte empfindliche Uebelstand des zu langsamen Arbeitens beseitigt.

Die Empfindlichkeit dieses Fritters ist so groß, daß bei Verwendung der gewöhnlichen Mischung, d. i. 90 % Nickel- und 10 % Silberspäne, die Frittung so kräftig wird, das eine Entfrittung durch die einfache Drehung nicht mehr erfolgt. Es werden daher für die Füllung gewöhnliche Eisenfeilspäne verwendet, denen 40 % Messingspäne beigemengt sind. Der Zweck der Messingspäne ist, ein nicht magnetisierbares Metall einzuführen, das durch sein Gewicht die durch die Elektromagnete aufrecht erhaltene Kohäsion zerstört. Die Magnete unterstützen in diesem Falle die Frittung, sobald nur ein Teil der Feilspäne zum Fritten gelangt ist. Eine Hauptbedingung für ein gutes Wirken ist, daß genügend Feilspäne in den Zwischenraum eingefüllt werden, und hat sich hierbei erwiesen, daß es am besten ist, wenn der Zwischenraum zwischen den Elektroden bis zu 1/3 mit dem Gemenge angefüllt wird.

Durch den Umschalter U kann nach Bedarf der Wecker W oder der Klopfer K in den vom Relais ausgehenden Stromkreis geschaltet werden. Der Wecker dient nur zum Anruf und wird der Umschalter sofort nach Ertönen des Weckers auf den Klopfer umgestellt, wodurch auch gleichzeitig der Motor eingeschaltet und in Wirkung gesetzt wird. An Stelle des Klopfers kann jeder beliebige andere Apparat, wie ein Morseschreiber oder auch ein Druckapparat, verwendet werden. Der Wellenanzeiger wird durch den batteriebetriebenen Motor M in Drehung versetzt.

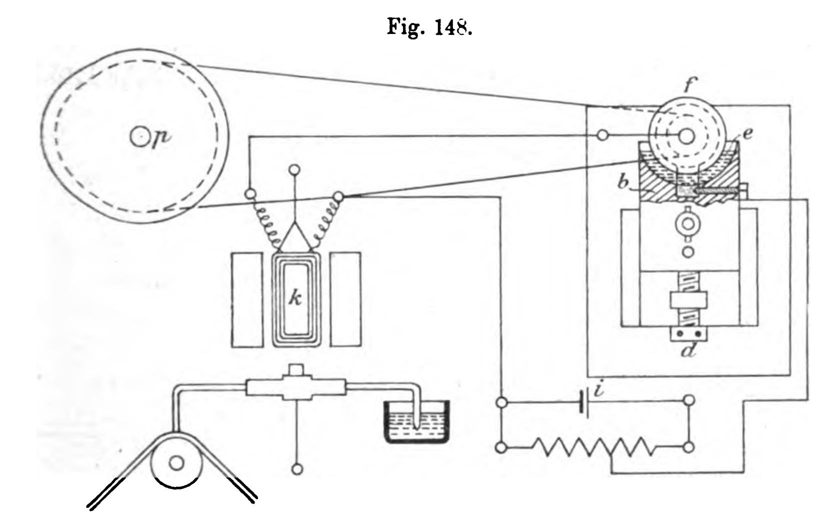
Die neue Form des Quecksilberfritters von Dr. Oliver Lodge und Muirhead[1]). In den F. d. T. S. 69, Fig. 57 und 58 wurde bereits eine Form des Quecksilberfritters beschrieben. Die neue Form des Fritters bietet wenig Abweichendes. Der Grundgedanke ist der, daß zur Verhütung unreiner Kontakte die leitenden Teile des Fritters durch eine häufiger zu erneuernde Schicht von Paraffin, Petroleum oder ähnlichen Isoliermitteln getrennt werden. Als Elektroden werden eine Quecksilbersäule auf der einen und ein Platinstift oder ein Metallrädchen auf der anderen Seite benutzt. Die zweite Elektrode darf nur sehr wenig in das Quecksilber eintauchen und nimmt dabei eine oberflächliche Oelschicht mit. Die Tauchung darf aus dem Grunde nur eine geringe sein, damit möglichst wenig Kapazität zwischen den beiden Leitern besteht, nachdem die zwischenliegende Oelhaut wie ein vollkommener Isolator wirkt. Je kleiner die Kapazität des Wellenanzeigers ist, desto empfindlicher wird er für die Wellen-

---

[1]) Western Electricien 1904, 9. Juli.

ströme sein, welche die Oelschicht durchschlagen und hierdurch die leitende Verbindung zwischen dem Quecksilber und dem Platinstift bezw. Metallrädchen herstellen und so auch den Stromkreis der den eigentlichen Empfangsapparat betätigenden Batterie schließen. Bei einer Spannung der Lokalbatterie unter 0,3 Volt ist die Oelhaut stark genug, um dem Durchgang des Stromes Widerstand zu leisten. Steigt jedoch die Spannung unter dem Einflusse der Wellenströme bis zu 1 Volt und darüber, so wird die Oelhaut durchbrochen, der Lokalstromkreis geschlossen und ein Zeichen niedergelegt. Zur Erneuerung der Oelschicht nach dem Durchschlagen genügt eine kleine Bewegung

Fig. 148.



des Metallstiftes durch Zurückziehen und neuerliches Eintauchen in das Quecksilber oder eine kleine Drehung des Metallrädchens.

In Fig. 148 wird das Rädchen f, welches die eine Elektrode des Wellenanzeigers bildet, durch das Uhrwerk p in dauernde Umdrehung versetzt. Dieses Rädchen taucht leicht in die Quecksilbersäule b ein, wobei die Tiefe der Tauchung durch die Schraube d reguliert wird, i ist die Lokalbatterie und v ein Potentiometer, durch welches die wirksame Spannung der Batterie auf 0,3 Volt eingestellt wird. e ist die auf dem Quecksilber liegende Oelschicht. Wird nun unter der Einwirkung einlangender elektrischer Wellen die Oelschicht durchbrochen, so schließt sich der Lokalkreis von i über b, f und das äußerst empfindliche Relais k, welches hierdurch zum Ansprechen gebracht wird, regt einen geeigneten Schreibapparat zum Niederlegen eines Zeichens an.

Der elektrolytische Wellenanzeiger der De Forest Wireless Telegraph Company[1]. D. James E. Ives berichtet über diesen Wellenanzeiger und über durchgeführte Untersuchungen, um die Ursache der Wirkungen festzustellen, in eingehender Weise und wird dessen Ausführungen nachstehendes entnommen.

Dieser Wellenanzeiger ist nichts anderes als eine elektrolytische Zelle, in welcher die Anode aus einem äußerst feinen Platindrahte, der nur sehr wenig in die elektrolytische Flüssigkeit eintaucht, und die Kathode aus einem dickeren Platindrahte besteht, welcher in größerer Entfernung von der Anode fast bis an den Boden des Gefäßes reicht.

Eine einfache Form einer solchen Zelle zeigt Fig. 149 und bedeutet hier s eine verstellbare Schraube, e die elektrolytische Lösung,

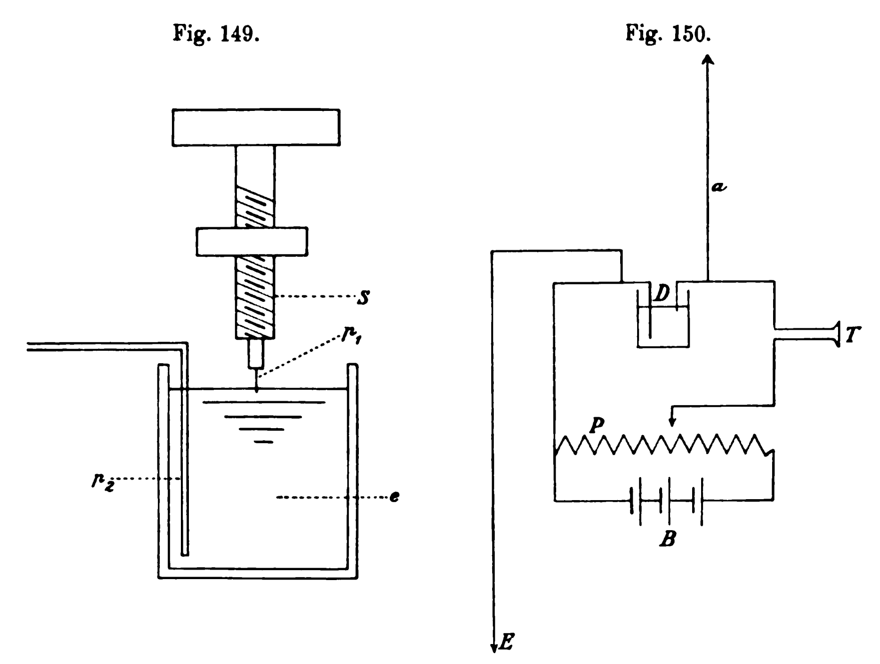


Fig. 149. Fig. 150.

p_1 den feinen und p_2 den starken Platindraht. Eine wässerige Lösung irgend eines Salzes kann als elektrolytische Flüssigkeit verwendet werden, doch erhält man mit Salzen der Alkalien das beste Ergebnis.

Die Länge, bis zu welcher der feine Platindraht in die Flüssigkeit getaucht werden soll, hängt von dessen Durchmesser ab. Je größer der Durchmesser des Drahtes ist, desto geringer darf dessen

[1]) E W., Bd. 44, S. 995.

Tauchtiefe sein. Die Drahtdicke und Eintauchtiefe des dünnen Drahtes bewegt sich in nahezu mikroskopischen Dimensionen und immer unter 0,01 mm.

Der Lokalstromkreis (Fig. 150) enthält den Wellenanzeiger D, ein Telephon T, ein Potentiometer P und eine Batterie B. Für den Empfang wird der Wellenanzeiger einesteils mit dem Luftleiter a, anderenteils mit der Erde E verbunden. Bei Einlangen eines Signales hört man im Telephon einen musikalischen Ton, dessen Höhe jenem des Funkens entspricht.

Um gegenüber den verschiedenen Erklärungen über die Wirkungsweise derartiger Wellenanzeiger sicherzustellen, welcher Ursache diese Wirkung zuzuschreiben ist, wurden im Laboratorium eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, welche darauf hinweisen, daß man es hier mit einer rein elektrolytischen Wirkung zu tun hat und stützt sich diese Anschauung auf folgende bei der Untersuchung festgestellte Tatsachen:

1. Der Wellenanzeiger ist nicht umkehrbar, d. h. wird der dünne Draht zur Kathode und der dicke Draht zur Anode gemacht, so spricht der Anzeiger auf elektrische Wellen nur sehr schwach an. Dies schließt schon die Annahme, daß nur Wärmewirkung im Spiele ist, aus, da in diesem Falle die erzeugte Wärme einzig von der Intensität der Wellenströme abhängig wäre.

2. Der feine Draht, welcher die Anode bildet, muß aus einem auf das Elektrolyt chemisch nicht wirkenden Metalle bestehen. An der Anode scheidet sich Sauerstoff aus. Verbindet sich nun dieser Sauerstoff mit dem Metalle der Anode, so wird der Wellenanzeiger unwirksam, wenn auch der Draht fein genug wäre, um anzusprechen, wenn er aus Platin bestünde. So sprechen dünne Fäden vom gleichen Durchmesser aus Platin, Kohle oder Aluminium an, wogegen sich Eisen als unwirksam erweist. Bei Aluminium erklärt sich dies wohl dadurch, daß sich auf dem Drahte eine feine Haut aus Aluminiumoxyd bildet, welche eine weitere Sauerstoffaufnahme ausschließt. Diese Tatsachen scheinen zu beweisen, daß ein Gasüberzug an der Oberfläche des feinen Drahtes notwendig ist, um das Ergebnis zu erreichen. Wenn man es mit einer Wärmewirkung zu tun hätte, würde eine geringe chemische Reaktion an der Oberfläche kaum einen bemerkbaren Einfluß ausüben.

3. Die Einrichtung in der gewöhnlichen Art angewendet, hat einen sehr großen anscheinenden Widerstand, viel zu groß, als daß es der reine Ohmsche Widerstand sein könnte. Der Wert dieses an-



scheinenden Widerstandes hängt auch von der Meßmethode ab und ist dann am geringsten, wenn die Zelle nicht der Polarisation ausgesetzt ist. Dieser anscheinende Widerstand hängt von dem Aufwande an elektromotorischer Kraft im Lokalstromkreise ab und steigt anscheinend an, wenn die lokale elektromotorische Kraft abnimmt. Sie kann von wenigen tausend Ohm mit einer lokalen elektromotorischen Kraft von 4 Volt bis zu mehreren Millionen Ohm für einen Bruchteil von einem Volt ansteigen.

4. Die Empfindlichkeit der Einrichtung für elektrische Wellen hängt, wie dies mit großer Genauigkeit durchgeführte Versuche erweisen, nur von dem Flächeninhalt der Oberfläche des die Anode bildenden Platins und nicht von dessen Form ab.

5. Aus dem Betragen des Anzeigers im elektrischen Felde zieht sich der Schluß, daß er nur auf Spannung und nicht auf Strom anspricht, wie es notwendig wäre, wenn dessen Wirkung auf Erwärmung beruhen würde. Es wurde auch gefunden, daß dieser Anzeiger ganz gut ohne Erdverbindung anspricht, was nicht wahrscheinlich wäre, wenn er durch den Strom zur Wirkung gebracht werden würde.

6. Es wurde ferner gefunden, daß dieser Wellenanzeiger auch dann noch anspricht, wenn die elektrolytische Flüssigkeit kocht. Dies könnte bei einer Wärmewirkung, wie solche Fessenden annimmt, nicht der Fall sein, denn wäre die Flüssigkeit nahe dem Siedepunkt, so müßte die an der Anode unter der Welleneinwirkung entwickelte Wärme die Flüssigkeit an deren Oberfläche zum Kochen bringen und so die Wirkung aufheben. Das anscheinende Abnehmen des Widerstandes des Anzeigers ist bei Empfang tatsächlich sehr groß und kann annähernd aus dem Wechsel der Stromstärke im Lokalkreise abgeschätzt werden. Dieser Widerstandswechsel hängt selbstverständlich von der Intensität der einlangenden Wellen und sohin auch von der Intensität der entsendeten Wellen und der Entfernung der Sendestelle ab. Unter gewöhnlichen Umständen fällt der Widerstand oft auf $^1/_3$ bis zu $^1/_2$ seines ursprünglichen Wertes ab. Wäre Erwärmung die Ursache der Wirkung, so würde ein solcher Wechsel des Widerstandes einen bedeutenden Betrag an Wärme an der Anode freigeben und so das die Wirkung aufhebende Kochen eintreten. Dies findet jedoch selbst bei heftigstem Kochen der Flüssigkeit nicht statt.

7. Hyperphosphorsäure, welche unter 60° C. einen negativen und über dieser Temperatur einen positiven Widerstandskoeffizienten hat, wurde als Elektrolyt verwendet und von 30° C. bis zum Siedepunkt nahe an 100° C. erhitzt. Es zeigte sich innerhalb dieser Tem-

peraturen weder eine Ab- noch eine Zunahme der Empfangsempfindlichkeit.

8. Werden glänzende Platinelektroden mit einem Ueberzug von Platinschwarz (Platinmoor) versehen, so findet keine Polarisation mehr statt. Auf dieser Erscheinung beruht die Messung des wirklichen Widerstandes eines Elektrolyten, um den zusätzlichen Widerstand, hervorgerufen durch die Polarisation, auszuscheiden. Ist demnach die Wirkung des in Rede stehenden Wellenanzeigers eine elektrolytische, und beruht sie auf der Polarisation der Anode, so muß dessen Ansprechen aufhören, sobald die Anode mit einem feinen Ueberzug von Platinmoor versehen wird, wogegen dieser Ueberzug, wenn die Wirkung auf Erhitzung beruht, kein Hindernis für das Ansprechen bilden kann. Um dies zu erweisen, wurde der feine Platindraht durch Einsetzen in eine Lösung von Platinchlorid und gleichzeitiges Durchleiten eines elektrischen Stromes mit einem äußerst feinen Ueberzug von Platinmoor versehen und sodann wieder in den Wellenanzeiger eingesetzt. War dieser Draht ganz mit Platinmoor bedeckt, so verschwand die Wirkung des Anzeigers gänzlich und ist dies wohl der schlagendste Beweis dafür, daß dessen Ansprechen nur auf elektrolytischen Erscheinungen beruht und von der Polarisation des äußerst feinen Drahtes, welcher die Anode der Zelle bildet, abhängt.

Der Wellenanzeiger von L. Heathcote Walter[1]. Dieser im Vereine mit Professor J. A. Ewing entworfene Wellenanzeiger, welcher gleichzeitig einen Rückschluß auf die eingelieferte Energie zuläßt, ist nichts anderes als ein Schwingungsgalvanometer. Das Instrument unterscheidet sich von den bisher bekannt gewesenen, auf Fritt- und elektrolytischer bezw. Wärmewirkungen beruhenden Wellenanzeigern dadurch, daß Schwingungen ihre Anwesenheit direkt und sichtbar durch eine deren Intensität proportionale Bewegung anzeigen. Die quantitativen Ablesungen können über einen praktisch unbegrenzten Bereich erhalten werden, ohne daß hierdurch eine Aenderung im Luftdrahte oder in anderen leitenden Massen, welche zum Auffangen der Wellen dienen, bedingt würde.

Entgegen der Ansicht von Prof. Fessenden, daß irgend eine direkte mechanische Bewegung durch elektrische Schwingungen infolge ihrer außerordentlich großen Frequenz nicht zu erhalten sei, hat sich hier gezeigt, daß eine solche dennoch stattfindet. Durch die Anwendung einer besonderen Energiequelle, wie eines drehenden Feldes, ist es in

[1] Proceedings of the Royal Soc., Bd. 73, 1904.

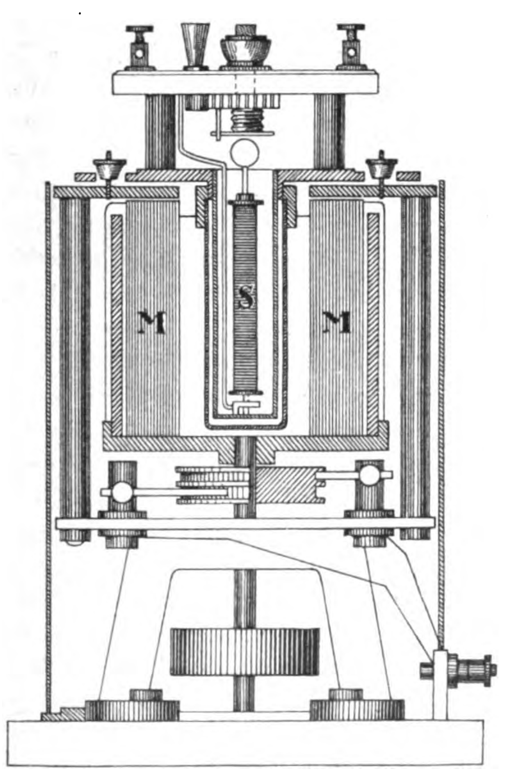
Verbindung mit der von Heathcote Walter gefundenen Tatsache, daß in einem magnetischen Draht, längs welchem solche Schwingungen verlaufen, die Hysteresis dann in sehr bedeutendem Maße ansteigt, wenn der Draht gleichzeitig der Einwirkung eines rotierenden Feldes ausgesetzt wird, gelungen, diese Schwierigkeiten zu überwinden und genau die gleiche Wirkung zu erzielen, als wenn die elektro-dynamischen Wirkungen der Schwingungen unmittelbar zur Anwendung gelangt wären. Das Instrument beruht auf dem Ansteigen der Hysteresis in einer Spule aus Stahldraht, welche sich in einem Drehfelde befindet, unter der Einwirkung elektrischer Schwingungen. Diese Schwingungen erzeugen einen schwingenden kreisförmigen Magnetismus, welcher sich der veränderlichen Längenmagnetisierung überlagert.

Das Instrument als solches ist also nichts anderes denn ein den besonderen Bedingungen entsprechend abgeänderter und angepaßter Hysteresismesser nach Ewing, bei welchem der die Probe bedeutende Teil festgehalten ist, wohingegen sich das magnetische Feld dreht, was durch Antrieb eines drehbaren Magneten mittels Elektromotor erfolgt. Die Spule S (Fig. 151), welche auf in Edelsteinlagern laufenden Zapfen lagert, wird durch eine Gegenfeder gehindert, dem Drehfelde zu folgen. Die Spule ist doppelt gewunden, um sie möglichst induktionslos zu halten, und besteht aus einer Anzahl von Windungen aus sehr feinem isolierten Stahldraht, wobei die Windungsebene möglichst rechtwinklig zur Achse der Spule steht. Die Spule selbst ist von Petroleum oder sonst einem dickflüssigen Mineral umgeben, um sowohl die erforderliche Dämpfung als auch einen stetigen Ausschlag zu erhalten und nebstbei die Isolierung zu verbessern. Das Instrument hat zwei verschiedenen Zwecken zu dienen, deren Anforderungen in gewisser Beziehung entgegengesetzt sind und denen bei der Ausführung Rechnung zu tragen ist. Für physikalische Messungen und Meßzwecke im allgemeinen ist das Instrument mit einem permanenten Magnetsystem versehen und erfolgt die Ablesung durch einen Lichtspalt an einer Skala, zu welchem Zwecke an der beweglichen Drahtspule ein Spiegelchen befestigt ist. Sobald sich das Magnetsystem M dreht, entsteht eine dauernde, der normalen Hysteresis entsprechende Ablenkung. Die Skala wird nun so eingestellt, daß der Lichtstrahl auf den Nullpunkt fällt. Sobald elektrische Schwingungen die Spule durchlaufen, wird sie in der gleichen der normalen Hysteresis entsprechenden Richtung, d. i. in der Richtung des Feldes, abgelenkt und kehrt sofort nach Verschwinden der Schwingungen wieder in die Ruhelage zurück.

Die Empfindlichkeit des Instrumentes kann durch passende Abmessungen der Spule und der Drahtwindungen innerhalb sehr weiter Grenzen abgeändert werden. So wird für Messungen nahe an einem Funkeninduktorium eine kleine Drahtspule mit wenig Windungen eines Drahtes von größerem Durchmesser und dementsprechend geringerem Widerstande genügen, wodurch sich auch eine bessere Isolierung er-



Fig. 151.



zielen läßt. Für andere Zwecke, bei welchen ein geringer Widerstand wünschenswert ist, die Empfindlichkeit aber eine sehr große sein soll, kann das Instrument mit einer Spule versehen werden, welche eine Primärspule aus Kupferdraht von geringem Widerstande hat, wobei diese primäre entweder direkt um die sekundäre gewunden oder außerhalb feststehend angeordnet ist. Bei diesen Anordnungen durchlaufen die Schwingungen die primäre und wirken induktiv auf die magnetische sekundäre. In diesem Falle muß die sekundäre induktiv gewunden und in sich selbst geschlossen sein. Ein mit einer Spule von der

größten Empfindlichkeit versehenes Instrument kann jedoch für diese Zwecke ebenfalls verwendet werden, wenn ein Nebenschlußkreis entsprechend angeordnet wird und hat dann das Instrument die mittlere Empfindlichkeit eines Fritters.

Als Empfänger für drahtlose Telegraphie sind die Anforderungen einigermaßen verschieden. Große Empfindlichkeit und unmittelbare Wirkung sind die unerläßlichen Bedingungen für diese Zwecke. Es kann auch ein empfindlicher Zeichenapparat mit der Spule in Verbindung gebracht werden und hat sich diesbezüglich ein mit der Spule verbundener Siphonrecorder bestens bewährt. Die hier auftretenden Schwingungen haben entsprechend den größeren Wellenlängen eine viel geringere Schwingungsperiode und bedingen für den Fall einer direkten Verbindung mit dem Luftdrahte, um die günstigsten Ergebnisse zu erhalten, die Anwendung einer bedeutenden Drahtlänge in der Spule. Bei Anwendung eines Transformators oder einer Nebenschlußverbindung sind die Bedingungen jedoch wesentlich verschieden.

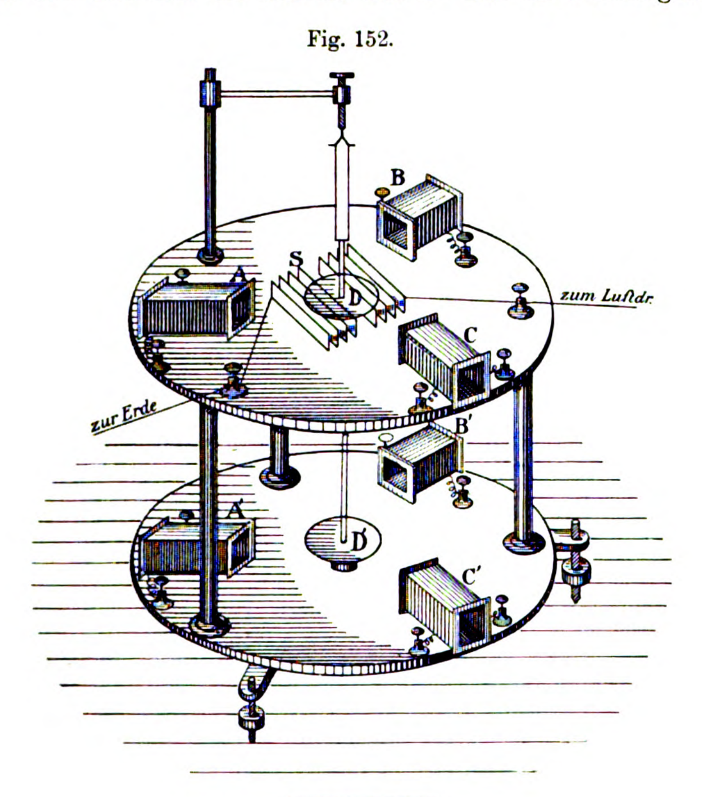
Der Wellenanzeiger von Professor Riccardo Arno[1]). Rutherford, Wilson, Marconi u. a. haben nachgewiesen, daß die Hysteresisschleife ihre Größe ändert, wenn das Material einem magnetischen Feld von sehr hoher Periodenzahl ausgesetzt wird. Ebenso war es bekannt, daß ein nach Ferraris Prinzip hergestelltes rotierendes Magnetfeld einen Eisenkörper selbst dann in Drehung versetzt, wenn dieser so fein unterteilt ist, daß die Wirbelströme nicht mehr in Betracht kommen können. Arno kam nun zur Annahme, daß die Hysteresis allein genügt, um die Drehung hervorzubringen. Um dies zu erweisen, stellte er einen außerordentlich fein unterteilten Eisenkörper in der Weise her, daß er Eisenpulver und Paraffin zu einer festen Paste vermengte und sodann diese Paste in Form einer Scheibe brachte. Diese Scheibe D wurde nun, wie dies Fig. 152 darstellt, bifilar in einem rotierenden Felde aufgehängt. A, B, C sind drei im Abstande von 120° angeordnete Elektromagnete, welche, wenn sie durch Drehstrom erregt werden, das Drehfeld erzeugen. Eine einesteils mit dem Wellenfänger, anderenteils mit der Erde verbundene Spule S umgibt diese Scheibe in einer Weise, daß sie sich innerhalb der Spule frei drehen kann. Es wächst nun, wie Arno nachzuweisen vermochte, das Drehmoment der Scheibe, wenn von dem Wellenfänger elektrische Wellen aufgefangen und über die Spule S zur Erde geleitet werden. Durch sorgfältiges Einstellen läßt sich daher das Ein-

[1]) Mitteilungen der Akademie der Wissenschaften in Rom, 1904.



treffen elektrischer Wellen mit dieser Einrichtung nachweisen, indem dann die bifilar aufgehängte Scheibe einen größeren Ausschlag gibt. Arno wendet nun, um den Apparat noch empfindlicher zu gestalten, zwei Scheiben aus fein unterteiltem Eisen und zwei im entgegengesetzten Sinne sich drehende Drehfelder an. Das zweite System liegt, wie aus der Zeichnung ersichtlich, unterhalb des bereits beschriebenen Systems und sind hier die Scheibe mit D^1 und die Feldmagnete mit

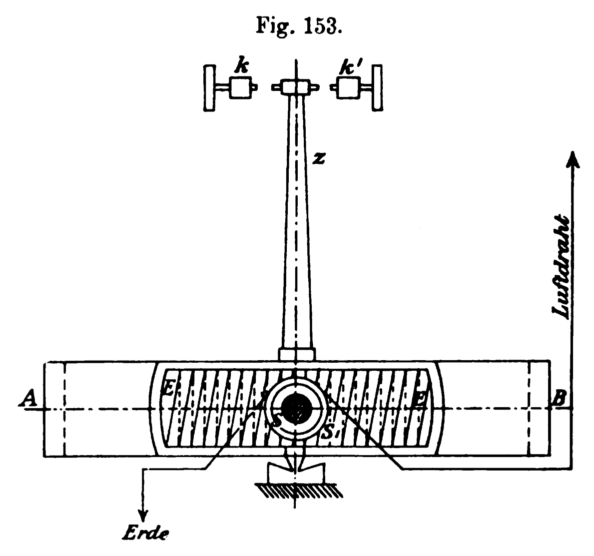
Fig. 152.



$A^1 B^1$ und C^1 bezeichnet. Die beiden Drehsysteme sind nun gegenseitig so ausbalanciert, daß das bewegliche System in Ruhe bleibt, wenn die beiden Drehfelder erzeugt und von dem Wellenfänger keine Wellen durch die Spule S geleitet werden. Zum Zwecke der Ausbalancierung sind die Magnetspulen paarweise und zwar je eine obere und eine untere mit entgegengesetzter Windungsrichtung in die drei Leitungen eines Drehstromes von etwa 42 Perioden eingeschaltet. Dementsprechend entstehen zwei genau gleich starke und mit gleicher Geschwindigkeit, aber im entgegengesetzten Sinne sich drehende Felder.

Durch richtige Dimensionierung der Magnete läßt sich nun das Drehmoment, welches auf die obere Scheibe ausgeübt wird, genau gleich jenem machen, welches auf die untere Scheibe wirkt. Das bewegliche System bleibt sonach in Ruhe. Werden jedoch von dem Wellenfänger aufgefangene Wellen durch die Spule S geleitet, so überwiegt das Drehmoment des oberen das des unteren Magnetsystems und das bewegliche System gibt einen Ausschlag. Es sollen schon ganz schwache Impulse genügen, um einen entsprechenden Ausschlag hervorzubringen. Die beschriebene Wirkung ist an keine bestimmte Periodenzahl ge-

Fig. 153.



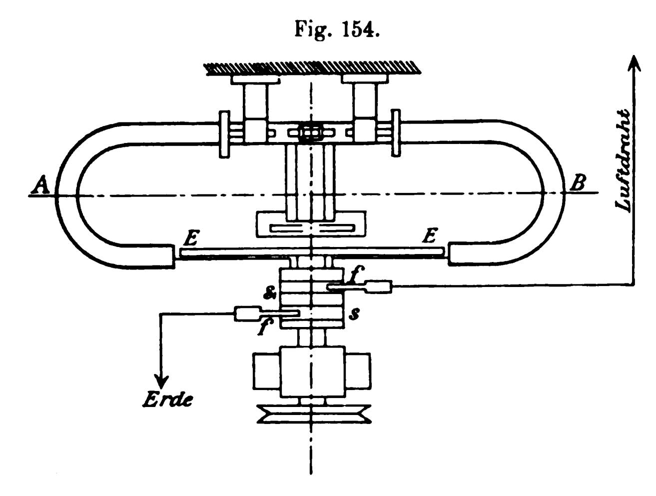
bunden. Arno hat nicht nur mit einer Frequenz von 42, sondern auch mit einer solchen von 12, 8, 6 und 4 Perioden in der Sekunde gearbeitet und in allen Fällen einen Ausschlag durch Einwirkung der elektrischen Wellen erhalten. Arno ist der Ansicht, daß die hier beschriebene Vorrichtung nicht nur als Wellenanzeiger, sondern auch als Meßinstrument für die Intensität der einlangenden Wellen verwendet werden kann.

Der magnetische Wellenempfänger von Prof. W. Peukert[1]). Bei diesem Wellenanzeiger wird ebenso wie bei den magnetischen Wellenempfängern von Marconi[2]), Ewing und L. H. Walter, sowie von Riccardo Arno die von Rutherford festgestellte Erscheinung, daß sich die magnetische Hysteresis in einem

[1]) E. T. Z. 1904, S. 992.
[2]) S. d. F. T.. I, S. 75.

periodisch wechselnden magnetischen Feld ändert, nutzbar gemacht. Während nun die vorgenannten Wellenanzeiger die Aufnahme der einlangenden Zeichen nur mittels Telephon oder durch die Beobachtung der Ablenkung eines dieser Einwirkung ausgesetzten magnetisierbaren Körpers gestatten, läßt sich durch diesen Wellenanzeiger ein Schreibapparat betätigen, so daß bleibende lesbare Zeichen erhalten werden. Die Einrichtung ist folgende: Ein Magnet A B (Fig. 153 u. 154) ist auf einer horizontalen, mit Schneiden versehenen Achse gelagert. In dem magnetischen Felde dieses Magneten ist ein mit einigen Drahtwindungen versehener Eisen- oder Stahlkörper E E drehbar angeordnet

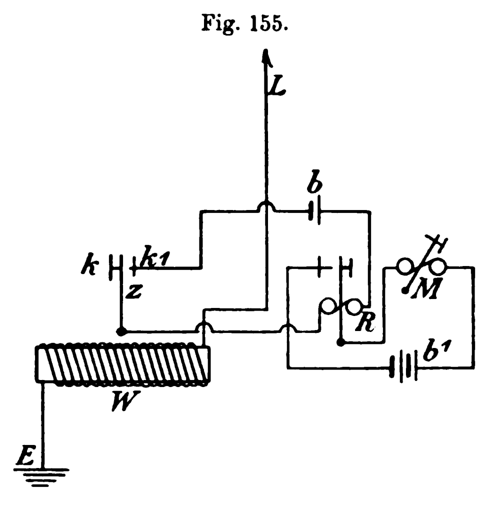
Fig. 154.



und sind die Enden der Drahtwindung an die isoliert auf der Drehachse des Eisenkörpers sitzenden und mit zwei Schleiffedern $f\,f_1$ in Berührung stehenden Schleifringen $s\,s_1$ angeschlossen. Der Eisenkörper wird mittels Schnurantrieb durch einen kleinen hier nicht gezeichneten Elektromotor in fortwährender drehender Bewegung erhalten. Bei dieser Drehung des Eisenkörpers mit stets gleichbleibender Geschwindigkeit wird das Eisen einem magnetischen Kreisprozesse unterworfen, welcher eine bestimmte Magnetisierungsarbeit erfordert, deren Größe von der Beschaffenheit des Eisenkörpers und der Stärke des magnetischen Feldes abhängt. Diese Magnetisierungs- oder Hysteresisarbeit übt auf den Magneten ein Drehmoment aus und bedingt dessen Ablenkung im Sinne der Drehrichtung des Eisenkörpers. Die Größe der Ablenkung ist ein direktes Maß für die Größe der Hysteresis des Eisenkörpers, da die in dem Eisenkörper erzeugten Wirbelströme eine solche Wirkung nicht hervorrufen können. Ersetzt man zum Beweise

dessen den Eisenkörper durch ein gleich dimensioniertes Kupferblech, so behält der Magnet seine Nulllage bei. Ist die Umdrehungsgeschwindigkeit des Eisenkörpers ausreichend, so stellt sich der Magnet unter einem bestimmten Winkel zu seiner Gleichgewichtslage ein und behält diese Lage auch dann bei, wenn die Drehungsgeschwindigkeit des Eisenkörpers innerhalb gewisser Grenzen schwankt. Zur Erreichung einer möglichst gleichbleibenden Ablenkung des Magneten wird er mit einem Dämpfer versehen, welcher aus einem in Oel oder Glyzerin tauchenden Metallflügel besteht. Wird nun durch die Wicklung des sich drehenden Eisenkörpers ein Wechselstrom geleitet, so wird die Hysteresis des Eisens sofort geringer, das auf den Magneten ausgeübte

Fig. 155.

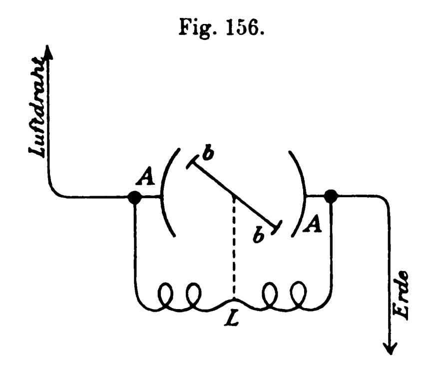


Drehmoment nimmt ab und der Magnet bewegt sich entgegen der Drehrichtung. Bei Unterbrechung des Wechselstromes kehrt der Magnet wieder in die vorherige Lage zurück. Diese Bewegung des Magneten wird nun zur Herstellung eines Kontaktes benützt und ist zu diesem Zwecke der Magnet mit einem Zeiger z verbunden, der zwei Kontaktstifte trägt, die sich an die Kontakte k und k_1 anlegen und so einen Ortsstromkreis schließen oder öffnen. Ein zuverlässiger Kontaktschluß wird dann erzielt, wenn mit dem Magnetzeiger ein Platinstift verbunden ist, der in einen Quecksilbertropfen taucht und dadurch Stromschluß herstellt.

Zum Zwecke der Anzeige von elektrischen Wellen wird die eine Schleiffeder mit dem Luftleiter, die andere mit der Erde verbunden. Die durch die einlangenden Wellen im Luftleiter induzierten oszillatorischen Ströme durchfließen die Windungen des Eisenkörpers, setzen

dessen Hysteresis herab und die bereits beschriebene Wirkung tritt ein. Bei der für diesen Zweck angewendeten Schaltung (Fig. 155) wird ein Relais R an den zu schließenden Kontakt geschaltet. Durchfließen nun Wellenströme den Eisenkörper, so legt sich die Zunge an den Kontakt k_1 an, schließt den Stromkreis des Relais, welches wieder in der bekannten Weise einen Schreibapparat m betätigt. Bei längerer Einwirkung der Wellen gibt der Schreibapparat einen Strich, bei kürzerer einen Punkt und gelangen sonach die telegraphischen Zeichen in der gewohnten Weise zum Ausdruck. Bei der gleichfalls anwendbaren Ruhestromschaltung wird durch die Bewegung des Magnetzeigers der Relaisstrom unterbrochen. Die Empfindlichkeit des Apparates läßt sich noch durch Parallelschaltung einer Kapazität zu den Windungen des Eisenkörpers erhöhen. Dem Fritter gegenüber besitzt der Apparat

Fig. 156.



den Vorzug, daß er keiner Entfrittung bedarf, sich zur Anzeige neuer Wellen von selbst einstellt und weniger zufälligen äußeren Beeinflussungen ausgesetzt ist. Der Apparat soll etwa den zehnten Teil jener Energie benötigen, welche zur Betätigung eines Fritters erforderlich ist.

Ein weiterer von dem Erfinder nicht angegebener Vorteil dieses neuen Wellenanzeigers dürfte noch der sein, daß sich bei dessen Anwendung, nachdem die Konstanten, Selbstinduktion und Kapazität stets gleichbleibend sind, eine viel schärfere Abstimmung erreichen läßt als mit dem Fritter, dessen Kapazität und Widerstand einem stetigen Wechsel unterliegen. Das hier Gesagte gilt selbstredend auch für alle auf den gleichen Grundlagen aufgebaute Wellenanzeiger.

Der neue Wellenanzeiger für drahtlose Telegraphie von N. Vasilesco Karpen[1]). Zwischen zwei vertikalen zylindrischen Armaturen A A (Fig. 156) befindet sich an einem Faden auf-

[1]) E. E., Bd. 38, Nr. 14.

gehängt eine Nadel mit zwei metallisch verbundenen zylindrischen Ansätzen b b. Die Armaturen A A sind durch einen, eine entsprechende Selbstinduktion enthaltenden dicken Draht L verbunden, der auf der einen Seite in Abzweigung mit dem Luftdrahte L und auf der anderen Seite mit der Erde E in Verbindung steht.

Sobald der Luftdraht durch einlangende elektrische Wellen erregt wird, entsteht zwischen den beiden Anschlußklemmen des Apparates eine wechselnde Potentialdifferenz, deren Periode der Periode der Wellen gleich ist. Unter dieser Bedingung dreht sich die Nadel um ihren Aufhängepunkt in der Weise, daß sie die Kapazität des ganzen Systems vergrößert. Hört die Welleneinwirkung auf, so kehrt die Nadel infolge der Torsion des Fadens wieder in die Ruhelage zurück.

Die Ablenkungen werden durch die Reflexion eines Lichtstrahles, der von einem an der Nadel befestigten Spiegelchen zurückgeworfen wird, bestimmt.

Der Empfang befindet sich dann unter den besten Bedingungen, wenn die Selbstinduktion und die Kapazität des Empfangssystems den Anforderungen der Resonanz entsprechen. In diesem Falle ist die Impedanz an den beiden Klemmen des Apparates am größten und ergibt hierdurch die anscheinend einen Widerspruch darstellende Tatsache, daß der den Apparat durchfließende Strom umso kleiner ist, je kleiner der Widerstand des Abzweigedrahtes wird. Als Grenzfall ergäbe sich sonach, daß, wenn die Resonanzbedingungen erfüllt sind und der Verbindungsdraht L einen Widerstand gleich Null hätte, den Apparat kein Strom durchfließen könnte. In diesem Falle würde der Luftdraht in einer halben Wellenlänge schwingen und die Anschlußklemme für den Luftdraht die maximale Spannung erhalten, weil sich dort ein Spannungsbauch ausbilden würde. Man nähert sich daher umsomehr dem Maximum der Empfänglichkeit, je geringer man den Widerstand von L nimmt und je vollkommener man dabei die Resonanzbedingungen erfüllt.

Es läßt sich hier die Ablenkung, welche ein oder mehrere Wellenzüge hervorrufen, von der durch einen fortlaufenden Wellenzug hervorgerufenen Ablenkung genau unterscheiden.

Im Gegensatze zu den Frittern und den elektromagnetischen Wellenanzeigern, welche nur für den ersten Wellenstoß empfindlich sind, speichert dieser Apparat die Wirkungen auf und ist somit gleichzeitig eine Vorrichtung, mittels welcher die übertragene Energie gemessen werden kann.

Die für die Versuche verwendete Nadel war aus sehr dünnem

Aluminium gefertigt und hatte bei einer Länge von 28 mm eine Höhe von 24 mm. Der Abstand zwischen der Nadel und der Armatur betrug 4 mm. Die Aufhängung erfolgte mittels eines Kokonfadens von 3 cm Länge.

Unter diesen Verhältnissen ergab eine Potentialdifferenz von 1 Volt zwischen den beiden Klemmen des Apparates eine Ablenkung von 15 mm auf der 2 m entfernten Skala.

Bei den Versuchen betrug die Entfernung des Apparates von der Sendestelle 10 m. Der Empfangsdraht hatte eine Länge von 2 m, der Funke eine Länge von 0,05 mm, die Länge der Welle war ungefähr 12 m und die Anzahl der in der Sekunde überspringenden Funken 80.

Die unter diesen Bedingungen erhaltene dauernde Ablenkung der Nadel betrug auf der Skala 80 mm. Man benötigte ungefähr 160 Funken (2 Sekunden), um eine Elongation von 10 mm zu erhalten. Diese verhältnismäßig lange Zeit kann jedoch durch Verringerung der Dämpfung, sowie der Trägheit des beweglichen Teiles der Einrichtung herabgemindert werden.

Bei der Konstruktion des Apparates ist die Anwendung von isolierenden Materialien, wie Ebonit oder Paraffin etc., welche sich zufällig elektrisieren und dadurch die Nadel ablenken können, zu vermeiden und erweist sich in diesem Falle trockenes Holz als ausreichend isolierend. Der Aufhängefaden soll, um einen bestimmten Nullpunkt des Apparates zu erhalten, aus Quarz bestehen.

Die Wellenanzeiger von C. Tissot[1]. Für die Anzeige einlangender Wellen hat Schiffsleutnant C. Tissot zwei Instrumente geschaffen, die ausreichend empfindlich sind, um die Intensität von außen einlangender elektrischer Wellen messen zu können.

Das eine dieser Instrumente, eine Art Bolometer, besteht im wesentlichen aus zwei Systemen feiner Platindrähte a b c d und $a^1 b^1 c^1 d^1$ (Fig. 157), welche absolut gleichartig und in die Zweige einer Wheatstonschen Brücke M N P Q eingeschaltet sind. Das Gleichgewicht der Brücke wird mittels der beiden Drahtspulen $\rho \rho^1$, welche in einem gemeinsamen Petroleumbad untergebracht sind, und dem längs des Drahtfadens $K K^1$ gleitenden Kontaktes N hergestellt. Die beiden Drahtsysteme a b c d und $a^1 b^1 c^1 d^1$ haben gleichfalls Brückenform und sind vollkommen gleichartig in der Konstruktion. Der Luftdraht L ist an a, die Erde E an c angebunden. Diese Anordnung ist sonach in ihrer schematischen Darstellung identisch mit jener von Rubens.

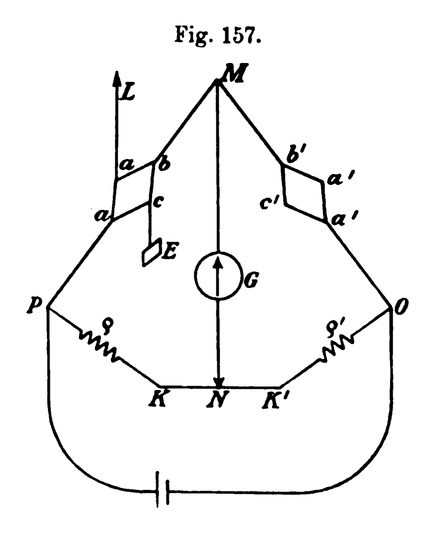
[1]) E. E., Bd. 38, Nr. 10.

Der Apparat gestattet, die Wirkung der von mehreren Kilometer Entfernung einlangenden Wellen mittels eines empfindlichen Galvanometers G festzustellen, als welchen er sich eines der Thomsontype (Broca-Carpentier) bedient, dessen Widerstand genau gleich jenem der anderen Zweige der Brücke ist.

Die gemessene Quantität ist nachweisbar gleich $\int i^2 dt$ bezogen auf eine vollständige Periode, und stellt sonach in Summa die gesamte vom Luftdrahte aufgenommene Energie dar.

Für andere Zwecke, insbesondere für das Studium der Dämpfung verwendet Tissot eine Modifikation des Marconi-Rutherfordschen magnetischen Wellenanzeigers, bei welchem jedoch die Beobachtungen

Fig. 157.



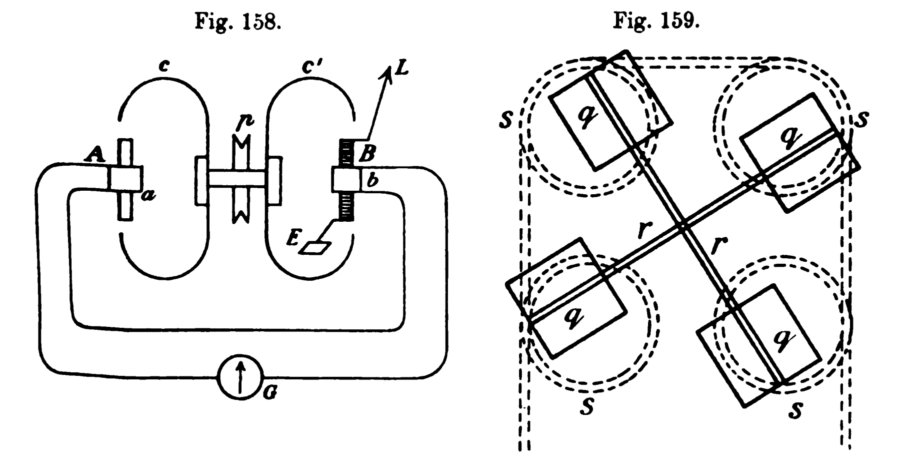
mittels Galvanometers an Stelle des Telephones gemacht werden. Dieses äußerst empfindliche Instrument besteht im wesentlichen aus einem doppelten Wellenanzeiger, deren jeder aus einem permanenten Magnet c und c[1] (Fig. 158), einer primären Windung A und B aus Stahldrähten und einer sekundären Windung a und b besteht. Die beiden Magnete c c[1] sind an einer gemeinsamen Achse befestigt und werden von der Welle p aus in Umdrehung versetzt. Die beiden Windungen a und b sind durch Drähte so miteinander verbunden, daß sich ihre Wirkungen gegenseitig aufzuheben trachten, wodurch das empfindliche ballistische Galvanometer G, welches auch durch ein Elektrodynamometer der Bellatitype ersetzt werden kann, während der Drehung der Magnete in Ruhe verbleibt. Dieses Gleichgewicht wird jedoch durch eine einlangende Welle gestört, wenn die Win-

dungen B einerseits mit dem Luftdraht L und anderseits mit der Erde E verbunden sind. Die mit diesem Wellenanzeiger durchgeführten Versuche führten zu dem Schlusse, daß die zur Anzeige gebrachte Wirkung ebenso wie bei der Anordnung von Rutherford der maximalen Intensität des in dem Luftdrahte induzierten Stromes proportional ist.

Da diese beiden Instrumente ebensogut zur Anzeige elektrischer Wellen benutzt werden können, wurden sie hier eingereiht, wiewohl sie von dem Konstrukteur als Meßinstrumente gedacht sind.

Das Dynamometer für schnelle elektrische Schwingungen von N. Papalexi[1]). Bei diesem Dynamometer bildet der bewegliche Teil eine Nadel (Fig. 159), die aus zwei gekreuzten dünnen

Fig. 158. Fig. 159.



Holzstäbchen r r besteht, an deren Enden Quadrate q aus 0,1 mm dickem Aluminiumblech von 3 cm Seitenlänge so befestigt sind, daß sie in ein und derselben Ebene liegen. Durch die Achse der Nadel geht ein dünner Draht, der oben einen kleinen Spiegel und unten zur Dämpfung ein Rechteck aus Glimmer mit 3 und 3,5 mm Seitenlänge trägt. Das Ganze hängt an einem 32 cm langen Kokonfaden und schwebt frei zwischen je zwei horizontalen Systemen von je vier kleinen Spulen S. Die ersten vier Spulen befinden sich unmittelbar unter den Quadranten der Nadel, aber nicht konzentrisch, und sind unbeweglich. Das zweite System bildet das Spiegelbild des ersten in Bezug auf die Ebene der Quadrate und ist auf ein bewegliches Brett montiert, wodurch sich die Entfernung zwischen den beiden Spulensystemen und

[1]) A. d. Ph., Bd. 14, S. 756.

somit auch die Empfindlichkeit innerhalb bestimmter Grenzen abändern läßt. Die Spulen haben einen Durchmesser von 4,5 cm und bestehen aus zwei Windungen von 1,5 mm dickem isoliertem Draht. Die Spulen jedes Systems sind so miteinander verbunden, daß sich ihre Wirkung summiert. Die Unabhängigkeit der beiden Spulensysteme ermöglicht es, das Instrument als Differentialdynamometer zu verwenden. Die Ablesungen erfolgen mittels Fernrohr von einer Skala. Die Ausschläge sind dem Integral

$$\int_{\infty}^{0} i^2 \, dt$$

proportional, was durch vergleichende Versuche mit einem Bolometer nachgewiesen wurde. Die Apparate waren hierbei in einen Kondensatorkreis mit veränderlicher Selbstinduktion hintereinander geschaltet und dieser Kreis induktiv durch einen anderen Kondensatorkreis erregt, der durch einen Induktor mit Turbinenunterbrecher geladen wurde. Als Vorzug dieses Dynamometers dem Bolometer gegenüber wird die Unabhängigkeit von empfindlichen Hilfsapparaten (Galvanometern) angegeben.

Es ist beinahe selbstverständlich, daß ein derartiges Instrument passend ausgestaltet auch als Wellenanzeiger benutzt werden kann.

G. Neuerungen und Verbesserungen an den Einrichtungen für drahtlose Telegraphie.

Das System Telefunken der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[1]). Ueber Einzelheiten dieses Systems wurde schon in Bd. V und VI dieser Sammlung berichtet. Wie bekannt, haben die beiden deutschen Gesellschaften für drahtlose Telegraphie „Dr. Ferd. Braun-Siemens & Halske“ und „Slaby-Arco-Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft“ sich fusioniert. Jede dieser beiden Gesellschaften brachte reiches wissenschaftliches und technisches Material mit, welches entsprechend verarbeitet und gesichtet nicht nur zu einer Art Einigung zwischen den beiden früheren Systemen führte, sondern auch zahlreiche Anhaltspunkte für die weitere Ausgestaltung und Verbesserung des so entstandenen Kompromißsystems gab. Es konnte sohin nicht fehlen, daß das so neu entstandene System „Telefunken“ auf eine die Gesamtheit und die kleinsten Einzelheiten umfassende Höhenstufe gebracht

[1]) E. T. Z. 1904, S. 523 und Broschüren der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.



wurde, welche es jedem der bestehenden Systeme überlegen oder zum mindesten gleichwertig erscheinen läßt. Es spricht hierfür die Tatsache, daß sich dieses System im allgemeinen Wettbewerbe trotz vielfach ungünstiger Verhältnisse einen ersten Platz eroberte, und nicht nur im eigenen Lande, sondern in vielen fremden Ländern, darunter auch in Nordamerika vielseitige Anwendung findet. Dieser Erfolg konnte auch bei einem Unternehmen, welches über einen Stab tüchtiger Ingenieure verfügt und sich der Unterstützung so hervorragender Gelehrten, wie der Herren Professoren Dr. Ferdinand Braun und Geheimrat Slaby erfreut, umsoweniger ausbleiben, als hier deutsche Gründlichkeit und Gewissenhaftigkeit verbunden mit großer Systematik zusammenwirkten, um ein vollkommenes Ganzes zu schaffen. Doch steht auch hier die Gesellschaft noch nicht am Endziele ihres Strebens, da es noch eine Reihe wichtiger Fragen gibt, deren endgültige Lösung noch aussteht.

Von einem neuen Systeme kann hier wie bei fast allen Systemen der drahtlosen Telegraphie nicht gesprochen werden, da alle auf den gleichen Grundlagen aufgebaut sind, nämlich dem ursprünglichen offenen Schwingungs- oder Strahlkreis von Marconi oder dem geschlossenen Schwingungskreise von Dr. Ferd. Braun mit induktiver Uebertragung der Energie auf den Strahlkreis oder Luftleiter.

Keines der bekannten Systeme vermag demgegenüber eine Abweichung aufzuweisen und beziehen sich die Aenderungen zumeist nur auf die Form und Ausgestaltung der Schwingungs- und Strahlkreise, die ja in Erkenntnis der maßgebenden Grundgesetze manche Verbesserung gegenüber dem ursprünglichen Strahlkreise von Marconi und dem geschlossenen, mit dem Strahlkreise induktiv gekoppelten Schwingungskreise darstellen mögen.

Auch die Empfangsanordnungen sind in Bezug auf die allgemeinen Grundlagen so ziemlich die gleichen, indem die in dem Luftleiter erregten Schwingungen entweder unmittelbar oder induktiv auf den den Wellenanzeiger enthaltenden Kreis übertragen werden. Mit Ausnahme der zur Wellenanzeige verwendeten Apparate, welche wohl wesentliche Verschiedenheiten aufweisen, sind alle anderen Anordnungen als nichts anderes denn mehr oder minder gelungene Kombinationen und Variationen anzusehen.

Das System Telefunken weist nun außer der grundlegenden Verwendung des gekoppelten Schwingungskreises sowohl für die Sendung als für den Empfang noch eine Reihe von Eigenheiten auf. Außer dem Bestreben, die Resonanz zur Steigerung der Wirkungen auszu-

nutzen, ist es gelungen, durch die Untersuchungen über die Dämpfungsverluste in den schwingenden Systemen, sowie die Einflüsse verschieden fester Kopplungen zwischen den einzelnen Schwingungskreisen eine Reihe von Verbesserungen einzuführen, welche die Reichweite der Stationen wesentlich vergrößern und auch die Störungsfreiheit gegenüber fremden Stationen oder gegenüber atmosphärischen Einflüssen besser sichern.

Die systematischen Untersuchungen mittels der verschiedenen Wellenmesser von Arco, Slaby und Dönitz (s. d. F. d. T. II, S. 37) ermöglichten es, Apparate und Konstruktionen in Anwendung zu bringen, bei welchen die elektrischen Größen der Schwingungskreise innerhalb sehr weiter Grenzen verändert werden können, ohne daß die Reichweiten selbst für die äußersten Fälle gegenüber der Reichweite der Grundschwingungen wesentlich zurückgehen.

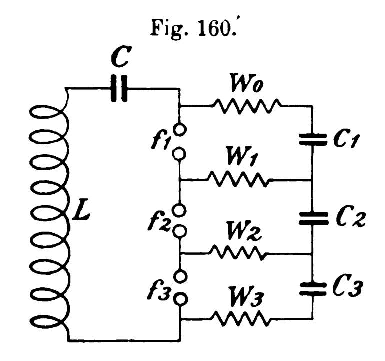
Der Ausgestaltung der Luftleiter oder Wellenstrahler, welche in allen Fällen gleichzeitig als Wellenfänger mitbenutzt werden, wurde gleichfalls die größte Aufmerksamkeit gewidmet, und ist es, sowohl durch umfangreiche Sonderversuche als auch durch die Erfahrungen geleitet, die an ausgeführten Einrichtungen gesammelt wurden, nunmehr möglich, die für jeden Einzelfall günstigsten Anordnungen treffen zu können..

Einfache Sender, das sind solche, bei welchen wie bei der ursprünglichen Marconieinrichtung nur ein Schwingungssystem zur Anwendung kommt, können nun für gewisse Fälle vorteilhafte Anwendung finden. Diese Sender ließen aber bisher die Aufwendung größerer Energiemengen aus dem Grunde nicht zu, weil bei der geringen Kapazität der Drahtgebilde eine Energievermehrung nur durch die Erhöhung der Spannung möglich gewesen wäre. Bei einer solchen tritt aber statt der oszillatorischen Funkenentladung eine Lichtbogenbildung ein. Dieser Uebelstand ist nun durch die Verwendung von Resonanzinduktoren zur Ladung gänzlich beseitigt. Diese Induktoren werden mit Wechselstrom gespeist, der auf die sekundäre Eigenschwingung des mit der Luftdrahtkapazität belasteten Induktors abgestimmt ist. Ueber die theoretischen Grundlagen, auf welchen diese Resonanzinduktoren aufgebaut sind, ist bereits auf S. 30 das Erforderliche gebracht. Zu erwähnen hierbei ist noch, daß sowohl Dr. Seibt als die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie gegenseitig unabhängig und selbständig auf diese verbesserten Induktorformen gekommen zu sein scheinen. Die durch die Einführung dieser Induktoren erzielten Vorteile ergeben sich sofort daraus, daß die Funkenlänge bei einem 60 m

langen Luftdraht wegen Eintritt der Lichtbogenbildung früher nicht über 5 cm gesteigert werden konnte, während dermalen die Funkenlänge sich bei einem gleich langen Drahte bis zu 30 cm steigern läßt. Die Grenze der benutzbaren maximalen Funkenlänge ist dermalen nur durch die Schwierigkeit gegeben, den Luftdraht für solche Spannungen genügend zu isolieren.

Die Möglichkeit, auch einem einfachen Drahte große Energiemengen zuzuführen, ist zwar hierdurch gegeben, allein die Versuche zeigten, daß die Fernwirkung nicht im Verhältnisse mit der Vergrößerung der Ladeenergie ansteigt. Die Dämpfung in der Funken-

Fig. 160.



strecke zeitigt große Energieverluste, die natürlich die Wirkungen beeinträchtigen.

Prof. Ferdinand Braun ist es nun gelungen, durch die bereits beschriebenen Anordnungen zur Vergrößerung der Senderenergie (S. 50) auch diesen Nachteil zu beseitigen und gelangen die vorgeführten Schaltungen mit unterteilter Funkenstrecke und Anwendung kleiner Kapazitäten in Parallelschaltung als Spannungsteiler nunmehr fast ausschließlich für das System „Telefunken“ zur Anwendung. Die Fig. 160 zeigt eine weitere Form der bereits unter „Energieschaltung“ vorgeführten unterteilten Funkenstrecken, bei welcher die kleinen Hilfskondensatoren c_1, c_2, c_3 über hohe ohmische Widerstände oder Selbstinduktionsspulen w_0, w_1, w_2, w_3 mit den Funkenstrecken verbunden werden. Diese Widerstände oder Selbstinduktionen lassen die langsamen Ladeschwingungen ohne nennenswerte Verluste durch, verhindern aber, daß diese Kondensatoren die Periode der schnellen Entladeschwingungen des Hauptkreises beeinflussen. Die auf Grund der Braunschen bezw. Rendahlschen Schaltung ausgeführten Funkenstrecken ermöglichten es nun, einen einfachen Sender herzustellen, bei welchem die Fernwirkung proportional der Funkenlänge bezw. Funken-

zahl ansteigt. Dieser Sender arbeitet mit einem sehr hohen Wirkungsgrade, was wohl daraus hervorgeht, daß es mit einem Aufwande von 90 Watt, der primären Spule des Induktors zugeführt, bei Verwendung eines Luftdrahtes von 32 m Höhe gelungen ist, eine Entfernung von 250 km gut zu überbrücken.

Wiewohl nun die auf Grund der sog. Energieschaltung geschaffenen einfachen Sender sich bestens bewähren, so ist im allgemeinen den gekoppelten Sendern doch der Vorzug zu geben, da bei diesen bei gegebenem Luftdrahte die ausgesendete Wellenlänge ohne

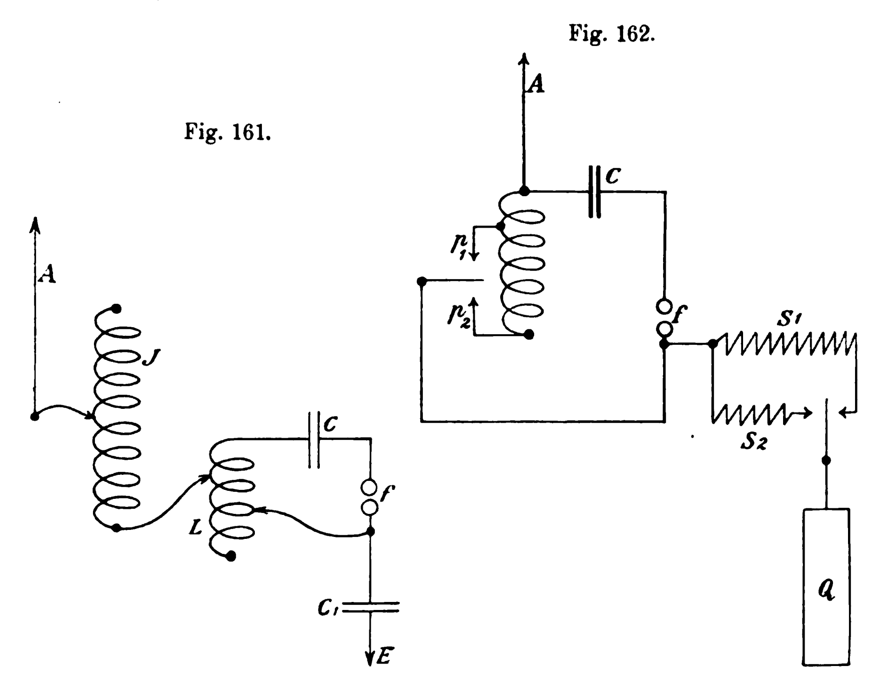


Fig. 161.

Fig. 162.

Intensitätsschwankung innerhalb sehr weiter Grenzen bis zu mehreren 100 % verändert werden kann. Auch für die gekoppelten Sender wird die Braunsche Energieschaltung nutzbringend verwertet und dementsprechend auch die Senderenergie erhöht.

In den Fig. 161 u. 162 sind zwei Formen von gekoppelten Geberschaltungen, wie solche am häufigsten angewendet werden, dargestellt. Die Schaltung Fig. 161 eignet sich wegen ihrer Einfachheit, der leichten Abänderungsmöglichkeit der Wellenlängen und der geringen Spannungsamplitude des Luftleiters am besten für Schiffszwecke. Der geschlossene Schwingungskreis enthält die unterteilte Funkenstrecke f, die gleichbleibende Erregerkapazität C und die veränderliche Selbst-

induktion L. An dem einen Ende der Induktionsspule J liegt über L dauernd die Erdverbindung, während an dessen anderes Ende der Luftleiter A mit jedem gewünschten Kopplungsgrade angelegt werden kann. Die Wellenlänge des Luftleiters läßt sich durch die veränderliche Selbstinduktion J und den Kondensator C^1 innerhalb bestimmter Grenzen verändern. Hier findet eine Erdung statt, weil bei Schiffen stets eine gute gleichmäßige Erdung erreicht werden kann. Bei allen anderen Einrichtungen wird statt der Erdung eine elektrische Ausbalancierung benutzt, weil bei Landstationen, insbesondere bei beweglichen, selten eine gute Erde mit geringem gleichbleibenden Widerstande gefunden werden kann. Hierdurch werden auch für den Empfänger atmosphärische Störungen, welche bei der großen Höhe der Luftdrähte sonst unvermeidlich sind, beinahe ganz ausgeschlossen.

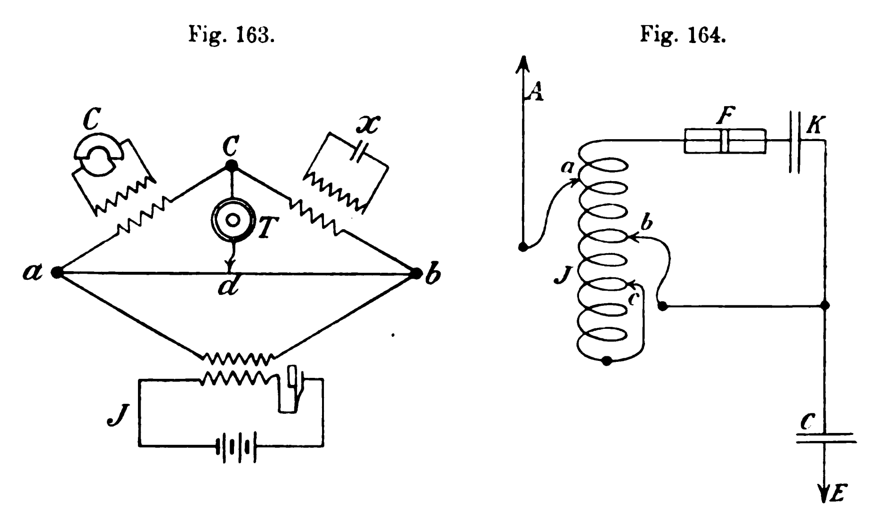
Die zweite Schaltung (Fig. 162) für fahrbare Stationen mit einfachem 200 m langem Luftleiter, welcher durch Ballon oder Drachen aufrecht erhalten wird, gestattet keine Einstellung für stetig veränderliche Wellenlängen. Es kommen hier nur zwei bestimmte Wellenlängen zur Anwendung. Bei der einen Wellenlänge wird die Grundschwingung, bei der anderen die erste Oberschwingung des Drahtes erregt.

Der Erregerkreis besteht aus der unveränderlichen Kapazität C, welcher die Hochspannungsenergie zugeführt wird, der unterteilten Funkenstrecke f und der Induktionsspule L. Diese Induktionsspule ist für die Erregung der kurzen Welle nur zum kurzen Teile durch Verbindung mit p_1 und für die Erregung der langen Welle durch Verbindung mit p_2 ganz eingeschaltet. An diesen Erregerkreis sind einerseits der Luftleiter A, anderseits die Spulen S_1 und S_2 angeschlossen. Die Selbstinduktion einer dieser Spulen in Verbindung mit der Kapazität der Drahtgaze Q bewirkt die elektrische Ausbalancierung des Luftdrahtes. Die Spulen S_1 und S_2 sind der Kapazität der Drahtgaze und der Länge der auszusendenden Wellen entsprechend bemessen und dient S_1 zur Ausbalancierung bei Grundton und S_2 bei Oberton. Für die Erregung der langen Welle beträgt die Kopplung mit dem Erregerkreise 15 % und für die Erregung der kürzeren Welle oder des Obertones nur 10 %.

Die Verwendung von Kondensatoren sehr kleiner Kapazität für die unterteilten Funkenstrecken führte zur Ausarbeitung einer Methode, um kleine Kapazitäten mit großer Genauigkeit messen zu können. Zu diesem Behufe wurde die Wechselstrombrücke (Fig. 163) geschaffen. Diese Meßbrücke unterscheidet sich von einer gewöhnlichen Meßbrücke dadurch, daß in zwei benachbarten Zweigen, wie ca und cb, nicht

wie sonst üblich der Vergleichskondensator und der zu messende Kondensator, sondern die Primärwindungen zweier Transformatoren eingeschaltet werden, die in dem gezeichneten Falle vollständig gleichartig sein sollen. Sind die Sekundärspulen dieser beiden Transformatoren offen, so verschwindet im Fernhörer T wegen der Gleichheit des Ohmschen Widerstandes und der Selbstinduktion der beiden Primärspulen jeder Ton, wenn auch die Meßbrücke durch von dem Induktor J übertragene Wechselströme durchflossen wird. Für jeden Fall erreicht der Ton das Minimum, wobei es eben Bedingung ist, daß d auf die Mitte von ab eingestellt wird. Sobald jedoch die Sekundärwindung der beiden Transformatoren einerseits über den zu messenden Kondensator x, anderseits über den einstellbaren Vergleichskondensator C geschlossen werden, so wird im allgemeinen ein neuer und zwar höherer Ton im Fernsprecher vernehmbar werden. Sind nun die sekundären Wicklungen der beiden Transformatoren in elektrischer Beziehung vollkommen gleichwertig, so verschwindet der Ton sofort, wenn x = C wird.

Fig. 163. Fig. 164.



Es ist jedoch zur Messung sehr kleiner Kapazitäten vorteilhaft, die sekundären Windungen der Transformatoren nicht gleich zu machen, sondern verschiedene Uebersetzungsverhältnisse anzuwenden. Ist beispielsweise die sekundäre Selbstinduktion des rechten Transformators zehnmal so groß als jene des linken Transformators, so verschwindet der Ton erst, wenn die Kapazität C = 10x wird. Hierdurch erhöht sich die Genauigkeit der Messung und lassen sich Kapazitäten bis 100 cm herab mit hinreichender Schärfe bestimmen. Es ist bei dieser Art der

Messung nur nötig, den einstellbaren Vergleichskondensator entsprechend zu verändern, ohne den Brückenschieber zu verstellen. Ist es für bestimmte Meßzwecke erwünscht, das Uebersetzungsverhältnis zwischen der primären und sekundären Wicklung des Transformators auf Seite des Vergleichskondensators wie 1 : 1 zu wählen, so kann in diesem Falle der Vergleichskondensator direkt parallel zur Primärwicklung oder auch an deren Stelle in den Brückenzweig eingeschaltet werden.

Die Empfangseinrichtungen haben in ihrem Verlaufe auch eine Reihe von Verbesserungen aufzuweisen und sind je nach dem besonderen Zwecke, welchem sie zu dienen haben, verschieden. Einfache Empfangsschaltungen, ähnlich wie bei den einfachen Sendern, können nur für solche Wellenanzeiger in Betracht kommen, welche in elektrischer Beziehung entweder einen Kondensator beträchtlicher Kapazität oder einen Ohmschen Widerstand darstellen.

Da jedoch der gewöhnliche Körnerfritter noch am meisten zur Anwendung gelangt, dieser aber einen sehr kleinen Kapazitätswert hat, lassen sich nur gekoppelte Empfangsschaltungen mit Vorteil verwenden. Die Schaltungsweisen sind nun so gewählt, daß mit jeder annähernd die gleiche maximale Empfangsintensität erzielbar wird. Die Unterschiede in der Schaltung hängen nur davon ab, ob der Empfänger auf scharfe Abstimmung arbeiten soll oder nicht.

Die Schaltung für unscharfe Abstimmung eignet sich für solche Stationen, welche mit anderen auf nicht gleiche Wellenlänge abgestimmten Stationen ohne jedesmalige vorherige Einregulierung in Verbindung treten sollen, wie dies bei Schiffen in der Regel der Fall ist. Scharfe Abstimmung ist hingegen für militärische Stationen von großer Wichtigkeit, da hierdurch feindliche Störungen selbst bei kleiner Wellendifferenz oder stark überwiegender Intensität großenteils ausgeschlossen werden können. Die Abstimmungsschärfe einer Empfangsschaltung ist hauptsächlich von dem Kopplungsgrad zwischen Luftleiter und dem den Fritter enthaltendem Schwingungskreise gegeben. Je fester hier die Kopplung, desto unschärfer die Abstimmung. Die zu diesem Zwecke dienliche Schaltung stellt Fig. 164 dar. F ist hier der Fritter, K ein im Empfangsapparat liegender Kondensator von gleichbleibender Kapazität, J eine Induktionsspule mit drei veränderlichen Kontakten a, b und c, A der Luftleiter und C ein veränderlicher Kondensator, über welchen das Leitungsstück b c geerdet wird. Die Kapazität K ist im Verhältnis zur Kapazität des Fritters unendlich groß und fällt daher bei Bestimmung der Schwingungszahl des

Systemes ganz heraus. Die Abstimmung des Fritterkreises erfolgt durch Veränderung des Schieberkontaktes b. Mittels des Schieberkontaktes c werden die nicht benötigten Windungen von J kurzgeschlossen und so am Mitschwingen verhindert. Die Abstimmung des Luftdrahtes kann sowohl durch die Veränderung der Windungszahl zwizchen a und b als auch durch Veränderung der Kapazität des Kondensators C erfolgen. Je größer für eine gegebene Wellenlänge die Windungszahl a, b und je kleiner dementsprechend C ist, desto fester wird die Kopplung und desto unschärfer auch die Abstimmung.

Für die Erzielung sehr scharfer Abstimmung könnte nach dieser Schaltung a, b sehr klein gemacht und der Kondensator C kurzgeschlossen werden. Es wäre dann, um den notwendigen Betrag an Selbstinduktion zu erhalten, eine getrennte Spule in den Luftleiter einzuschalten. Es ist jedoch in diesem Falle, da die Erde meist einen merklichen Betrag an Selbstinduktion aufweist, die Gefahr vorhanden. daß durch die unmittelbar leitende Verbindung mit der Erde die induktive, in nicht gleicher Phase erregte Schwingung gestört wird. Es hat sich sonach empfohlen, für scharfe Abstimmung als lose Kopplung die rein induktive Schaltungsweise anzuwenden.

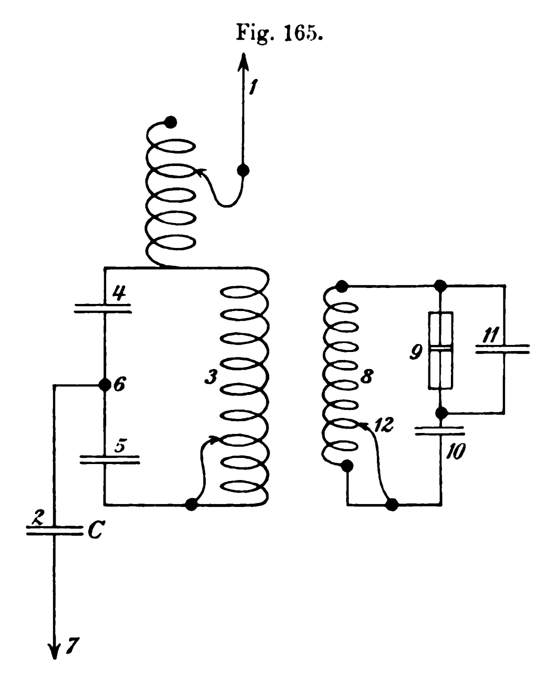
Erst nach mehr als 1½ jährigen Bemühungen ist es gelungen, alle Eigenarten und Einzelheiten der Schaltungsweise so zu erkennen und diese so zu gestalten, daß bei scharfer Abstimmung auch die gleiche Empfangsempfindlichkeit erreicht wird, wie solche bei der früheren festen Kopplung erhalten wurde. Durch die neue Schaltungsweise mit loser Empfangskopplung soll bei ungeschwächter Empfangsempfindlichkeit eine um annähernd 1 % veränderliche Abstimmungsschärfe des Empfanges erreicht worden sein, bei welchen Störungen durch einen feindlichen Sender, gleiche Sendeintensität vorausgesetzt, bei nur 4 % Unterschied in der Wellenlänge gänzlich ausgeschlossen sind.

Dieses gute Ergebnis wurde einesteils durch die Benutzung wenig gedämpfter Sender, bezw. durch die Verringerung der Funkendämpfung mittels der sog. Energieschaltung, sowie durch die Verringerung der Dämpfung in den Empfangsschaltungen erreicht. Die sekundäre Spule des Empfängers hat hierbei einen passenden Ohmschen Widerstand und wird aus Litzendraht hergestellt, um Wirbelstromverluste auszuschließen. Die Abstimmung des primären und sekundären Empfangskreises auf die Schwingungszahl oder Wellenlänge, welche von dem gekoppelten Sender tatsächlich zur Ausstrahlung gelangt, ist selbstredend hier ebenfalls Bedingung.

In einer dieser Empfangsschaltungen (Fig. 165) stellt 1 den Luft-

leiter und 2 einen veränderlichen Kondensator vor, mittels welchem der Luftleiter gegen Erde abgestimmt wird. Der in sich geschlossene primäre Empfangskreis wird durch richtige Wahl der Größen der Kondensatoren 4 und 5 mit dem Luftleiter gekoppelt, wobei die resultierende Kapazität von 4 und 5 bei verschiedenen Kopplungsgraden unverändert bleibt. Der sekundäre Empfangskreis ist mit dem primären rein induktiv nnd lose durch einen ziemlich großen Luftabstand gekoppelt und hierdurch eine Verzerrung der primären Welle aus-

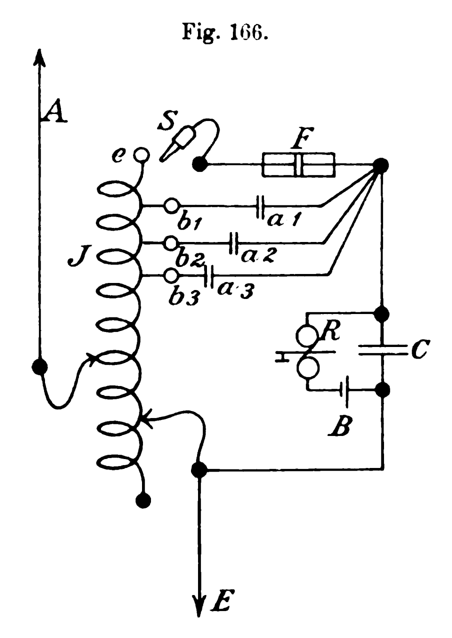
Fig. 165.



geschlossen. Die sekundäre Transformatorenwicklung ist bezüglich ihrer Windungszahl durch einen Schleifkontakt 12 veränderlich und mit ihren beiden Enden einerseits an den Fritter 9, anderseits an die Kapazität 10 angeschlossen. Die Kapazität dieses Empfangskondensators ist im Verhältnisse zur Fritterkapazität sehr groß. Die Veränderlichkeit dieses sekundären, den Fritter als Kapazität enthaltenden Stromkreises ist durch die Parallelschaltung des Kondensators 11 von passender Kapazität beseitigt. Die Erde 6, 7 läßt sich ebensogut durch ein isoliertes begrenztes elektrisches Gegengewicht ersetzen. Die Einwirkung atmosphärischer Störungen ist, wie sich dies von selbst ergibt, durch die lose Empfangskopplung gegenüber der festen Kopplung wesentlich herabgemindert.

Im praktischen Verkehr zwischen Stationen für drahtlose Telegraphie, deren Entfernung sich in weiten Grenzen ändert, würde die Wirkung des Fritters bei zu geringen Entfernungen durch die zu starke Intensität der einlangenden Wellen beeinträchtigt werden. Um dies zu vermeiden und eine stets gleichbleibende Empfangsintensität zu erreichen, war es bisher notwendig, entweder die Schwingungen des Empfangskreises durch Einschaltung Ohmscher Widerstände entsprechend zu dämpfen, oder aber den Empfangsleiter durch Aenderung der elektrischen Ausmaße den Geberschwingungen gegenüber zu ver-

Fig. 166.



stimmen. Diesen Methoden haftet aber der Uebelstand an, daß die hierdurch verstimmte Empfangsstation empfindlicher gegen Störungen durch von anderen Sendern ausgestrahlte Wellen verschiedener Länge wird. Diese Schwächung der Intensität der einlangenden Wellen wird nun in neuerer Zeit unter vollkommener Aufrechterhaltung der Abstimmung dadurch erreicht, daß zu dem Körnerfritter eine geeignete Kapazität parallel geschaltet und gleichzeitig die Selbstinduktion des sekundären Empfangskreises geändert wird, so daß die Abstimmung stets die gleiche bleibt.

Fig. 166 stellt diese Anordnung dar; A bedeutet den Luftdraht, J eine Transformatorenspule mit nur einer fortlaufenden Wicklung, E die Erde, F den Fritter, a_1, a_2, a_3 Kondensatoren verschiedener

Kapazität, C den Empfangskondensator mit einer gegenüber der Fritterkapazität sehr großen Kapazität, B die Ortsbatterie und R das Empfangsrelais. Das eine Ende der Kondensatoren a_1, a_2, a_3 kann stets an dem Empfangskreise angeschlossen bleiben. Der zweite Pol dieser Kondensatoren ist an die Klemmen b_1, b_2, b_3 geführt, die wieder mit verschiedenen Windungen der Selbstinduktionsspule J in Verbindung stehen. Bei normalem Betriebe wird der eine Pol des Fritters mittels des Stöpsels s bei e an das oberste Ende der Selbstinduktionsspule J angeschlossen. Um die Empfindlichkeit des Empfangssystemes zu schwächen, wird die Verbindung bei e gelöst und der Stöpsel s in eine der Klemmen b_1, b_2, b_3 eingesteckt.

Hierdurch wird nun eine bestimmte Kapazität parallel zum Fritter geschaltet und gleichzeitig die Selbstinduktion des Empfangskreises um einen bestimmten Betrag verringert. Die beiden Größen sind nun so bemessen, daß das Produkt aus Selbstinduktion und Kapazität oder die Abstimmung des Empfangskreises stets das gleiche bleibt.

Statt einer stufenweisen Aenderung kann auch eine allmähliche eingeführt werden und zwar durch eine Vorrichtung, mit welcher sich bei Bewegung die Kapazität und Selbstinduktion im umgekehrten Verhältnisse ändern.

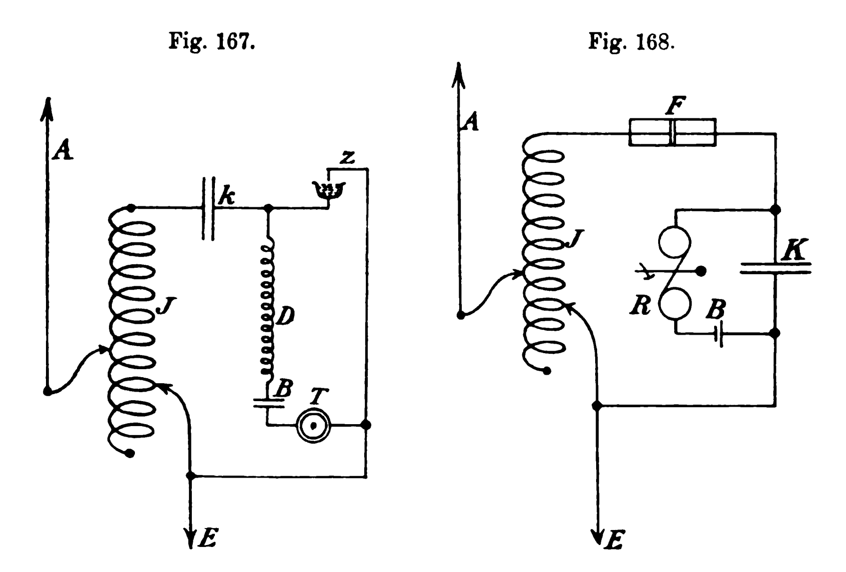
Die Abstimmung der Empfangseinrichtungen bietet insofern große Schwierigkeiten, als es bei den verwickelten Erscheinungen unmöglich ist, die Abmessungen der einzelnen Teile, welche hierfür in Betracht kommen, im Vornhinein rechnerisch festzustellen. Man ist hier fast immer mehr auf die Erprobung, den Versuch angewiesen. Eine für diese Feststellungen bekannte Methode besteht darin, daß, wenn in der Empfangsstelle ein Körnerfritter für die Wellenanzeige benutzt werden soll, dieser zur Feststellung der Abstimmungswerte durch einen Kondensator gleicher Kapazität ersetzt wird. Es werden nun auf nahe Entfernungen elektrische Schwingungen von gleicher Schwingungszahl wie die des fernen Gebers erregt, welche eine solche Intensität haben, daß sich an einer zu dem erwähnten Kondensator parallel gelegten Funkenstrecke Funkenmessungen zur Bestimmung der Spannung ausführen lassen. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß es zwar möglich ist, die von dem Hilfssender ausgestrahlten Wellen denjenigen des eigentlichen Senders an Länge gleich zu machen, nicht aber auch die Dämpfung dieses Hilfssenders mit der des eigentlichen Senders in Uebereinstimmung zu bringen. Auf der anderen Seite ist es aber, will man den eigentlichen Sender für die

Abstimmung heranziehen, in der Regel nicht möglich, den Empfänger an den Sender nahe genug heranzubringen, um quantitative Funkenmessungen durchführen zu können.

Dieser Uebelstand ist nun dadurch beseitigt worden, daß für die Abstimmung ein elektrolytischer Wellenanzeiger an Stelle des Fritters benutzt wird, bei welchem der Strom eines Ortskreises proportional mit der aufgenommenen Energie zunimmt. Damit die erhaltenen Abstimmungswerte auch für den später als Wellenanzeiger zu verwendenden Fritter Gültigkeit haben, muß der benutzte elektrolytische Wellenanzeiger in den Empfangskreis die gleichen elektrischen Werte hineinbringen, wie sie der zu benutzende Fritter besitzt.

Um die Abmessungen der Empfangstransformatoren mit Hilfe

Fig. 167. Fig. 168.



des elektrolytischen Wellenanzeigers von Schloehmilch (s. d. F. d. T. II, S. 76), denn dieser gelangt hierfür zur Verwendung, festzustellen, wird die Anordnung Fig. 167 benutzt. J bedeutet die Transformatorenspule, A den Luftdraht, E die Erde, Z die elektrolytische Zelle, K einen mit ihr in Reihe geschalteten Kondensator, D eine Drosselspule, B die Ortsbatterie und F einen Fernhörer oder ein empfindliches Galvanometer zum Messen der Wirkungen. Hat nun der später für den wirklichen Betrieb zu verwendende Fritter eine Kapazität von 50 cm, so ist der Wert von K so zu wählen, das K mit der Zelle Z in Serie geschaltet eine resultierende Kapazität gleich 50 cm ergibt. Wird nun der Luftdraht A durch einlangende Wellen

der bestimmten Länge erregt, so läßt sich die durch Verschieben der beiden längs der Transformatorspule schleifenden Kontakte erzielte Abstimmung, an dem Fernhörer abhören, bezw. an dem Galvanometer ablesen. Die Drosselspule D verhindert, daß die Leitungen des Lokalkreises eine die Messung störende Zusatzkapazität in das Schwingungssystem hineinbringen können.

Mittels dieser Einrichtung lassen sich in einfacher und schneller Weise die Abstimmungswerte einer Empfangsstation auf die gleiche Entfernung vom Geber vorher ermitteln, auf welche die Empfangsstation mit Verwendung des Fritters tatsächlich arbeiten soll. Diese Methode ist für jede beliebige Empfängeranordnung verwendbar.

Die Empfangsschaltung der gleichen Station nach Ersatz der elektrolytischen Zelle durch einen Fritter zeigt Fig. 168 und bedeutet hier ebenfalls A den Luftdraht, J die Transformatorspule, F den Fritter, K einen Kondensator von einer gegenüber dem Fritter unendlich großen Kapazität, R das Relais und B die Ortsbatterie.

Wenn auch in der Regel für den Empfang der Keilspaltfritter mit Vakuum als Wellenanzeiger zur Verwendung gelangt, weil nur mit dessen Hilfe in Verbindung mit Relais und Morseapparat eine schriftliche Zeichenniederlegung ermöglicht wird, so gelangt doch namentlich für lose gekoppelte Empfangsstationen mit scharfer Abstimmung der elektrolytische Wellenanzeiger in Verbindung mit Fernhörer vielfach zur Anwendung und wird dieser in der Regel bei größeren Stationen als Reserve für den normalen Morseapparat mitgeliefert.

Die für diesen Empfänger im Gebrauch stehende Schaltung zeigt Fig. 169, in welcher A den Luftdraht, J die Transformatorenwicklung, CC_1 Kondensatoren, E die Erde, Z den Wellenanzeiger, $r r_1$ induktive Widerstände, B die Ortsbatterie, P ein Potentiometer und T den Fernhörer darstellen. Der elektrolytische Wellenanzeiger wird als der einfachste und betriebssicherste Empfänger für drahtlose Telegraphie bezeichnet.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie hat in dem Kraftwerk Oberspree der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Oberschöneweide eine Versuchsstation für große Reichweiten eingerichtet, bei welcher vier Schornsteine von 70 m Höhe das Sendegebilde tragen. Das Sendegebilde hat die Form einer rechteckigen, nach unten sich verjüngenden abgestutzten Pyramide und ist aus 100 Einzeldrähten zusammengesetzt. Der genannten Kraftstation wird Wechselstrom nach Bedarf entnommen und ist der Sender derart bemessen, daß er ca.

15 Kilowatt primärer Wechselstromenergie aufzunehmen vermag. Dieser Wechselstrom wird auf 50 000 Volt transformiert und damit das Erregersystem gespeist. Bei Eintreten der Funkenentladungen setzen die Schwingungen mit einer Frequenz von 900 000 in der Sekunde ein und erregen das Sendegebilde. Bei Aufwendung von nur 2 Kilowatt konnte eine einwandfreie Uebertragung auf 275 km über Land mit einer Masthöhe von nur 35 m Höhe des Empfangsmastes ermöglicht werden. Ebenso konnten allerdings unter Aufwendung größerer Energiemengen Nachrichten nach Karlskrona in Schweden über die Entfernung von 450 km gut übertragen werden, wobei der Empfangsmast ebenfalls nur 35 m hoch war. Auf Grund der mit dieser Einrichtung gewonnenen Erfahrungen ist die genannte Gesellschaft in der Lage, nach ihrem Systeme funkentelegraphische Verbindungen auf 1000 km und mehr unter Garantie der betriebssicheren Verständigung herstellen zu können.

Fig. 169.

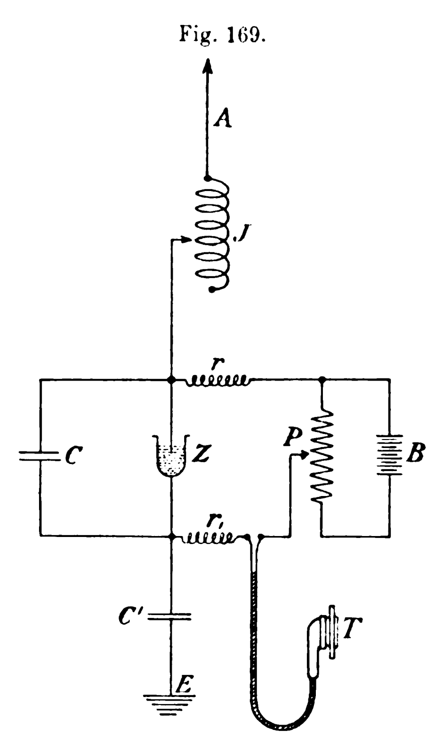
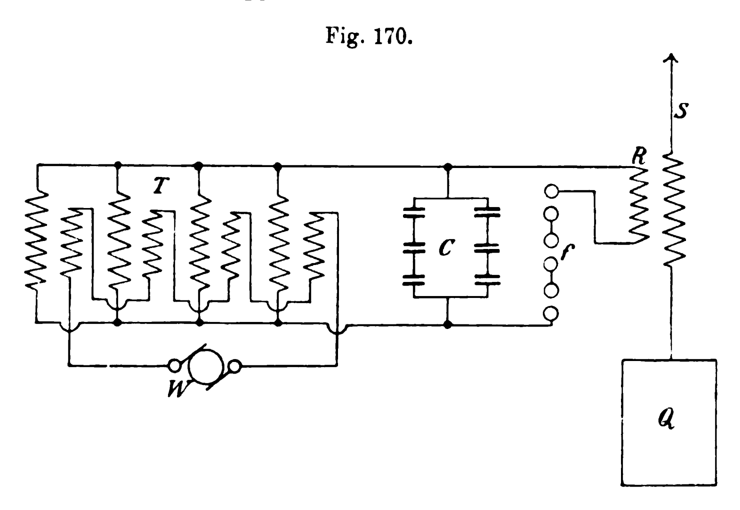


Fig. 170 zeigt in schematischer Weise die Anordnung der Sendestation und bezeichnen hier W die Wechselstrommaschine, T einen einfachen Hochspannungstransformator, C die Kondensatoren, f die unterteilte Funkenstrecke, R den Schwingungstransformator, S das Sendegebilde und Q das elektrische Gegengewicht.

Die in die F. d. T. S. 17 und 39 beschriebenen fahrbaren funkentelegraphischen Stationen für Militärzwecke haben durch die Gesellschaft „Telefunken“ einen vollständigen Umbau erfahren und setzen sich nunmehr aus drei zweirädrigen Karren und zwar dem Kraftkarren, dem Apparatkarren und dem Gerätkarren zusammen. Im Kraftkarren ist die Kraftmaschine, bestehend aus einem Benzinmotor von 4 PS. mit elektromagnetischer Zündung und Wasserkühlung, ferner die direkt gekoppelte Wechselstrommaschine von 1 Kilowatt Nutzleistung und die Erregermaschine untergebracht. Der Wasser-

behälter befindet sich neben dem Benzinreservoir und wird die Zirkulation durch eine kleine Zahnradpumpe bewirkt. Die Kühlung des Wassers geschieht durch ein Rippenrohr und einen Ventilator. Das Benzinreservoir enthält ca. 30 l und reicht für einen 30stündigen ununterbrochenen Betrieb. Die Zündakkumulatoren werden von der Erregerdynamo automatisch aufgeladen. Der Apparatkarren ist in zwei Teile geteilt und enthält die Sende- und Empfangsapparate. Im Vorderteile liegen vor Berührung geschützt die Hochspannungsapparate, d. s. der Induktor, die Flaschenbatterie mit veränderlicher mehrfach unterteilter Funkenstrecke und der Hochspannungstransformator. Durch eine herausnehmbare Klappe der Seitenwand werden die regulierbaren

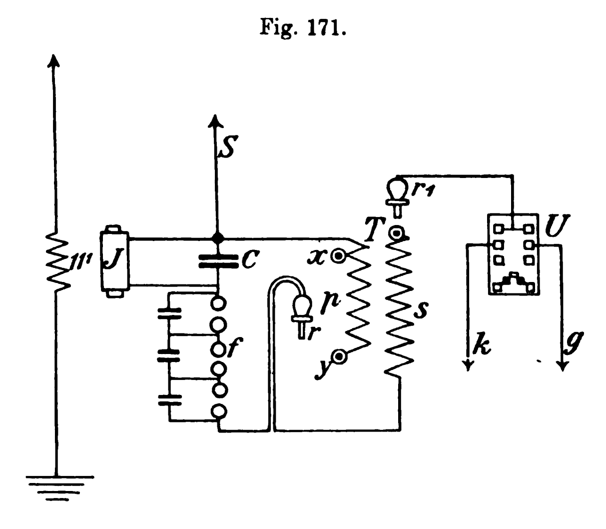
Fig. 170.



Teile zugänglich und kann sonach das Verstellen der Funkenstrecke sowie die Auswechslung von Flaschen leicht bewerkstelligt werden. Im rückwärtigen Teile dieses Karrens sind auf dem Boden die Morsetaste und auf einem gut federnden Brette zwei Empfangsapparate und der Morseschreiber untergebracht. Auf dem Brette befindet sich auch der kleine Empfangstransformator. Auf dem den Karren teilenden Gestelle sind der große Sendetransformator, der Empfangsstöpsel, sowie ein Gegengewichtsumschalter mit zwei Hebeln angebracht. An der einen Seite befindet sich außerdem noch die Einrichtung zum Empfange mittels Gehör, nämlich ein elektrolytischer Wellenanzeiger und ein Telephon. Der Oberteil des Wagens kann ohne Entfernung von Leitungsverbindungen abgehoben werden. Eine an der Außenseite des Apparatkarrens befestigte Steckdose dient zum Anschluß des vom Kraftkarren herführenden Stromleitungskabels. An den beiden

Seiten des Oberteiles ist je eine Kabeltrommel aufgehängt, auf welchen die Luftdrähte in Form von Kabeln aufgewunden sind. Das stärkere von diesen ist das Ballonkabel, das schwächere das Drachenkabel, da die Drähte je nach der Windstärke entweder von Drachenballons oder Leinwanddrachen hochgehoben werden. Die Drachenballons haben einen Inhalt von 10 cbm und einen Auftrieb von ca. 3 kg. Die Drachen eine nutzbare Windfläche von 1,1 qm. Die Kabel haben eine Länge von 200 m und dürfen, da die Systeme auf diese Länge abgestimmt sind, nicht durch leitende Materialien verlängert werden. Im Gerätekarren befinden sich die Gasbehälter, eine Reservebenzinreservoir, die Ballons, Drachen und das erforderliche Schanzgeräte. Die Gas-

Fig. 171.



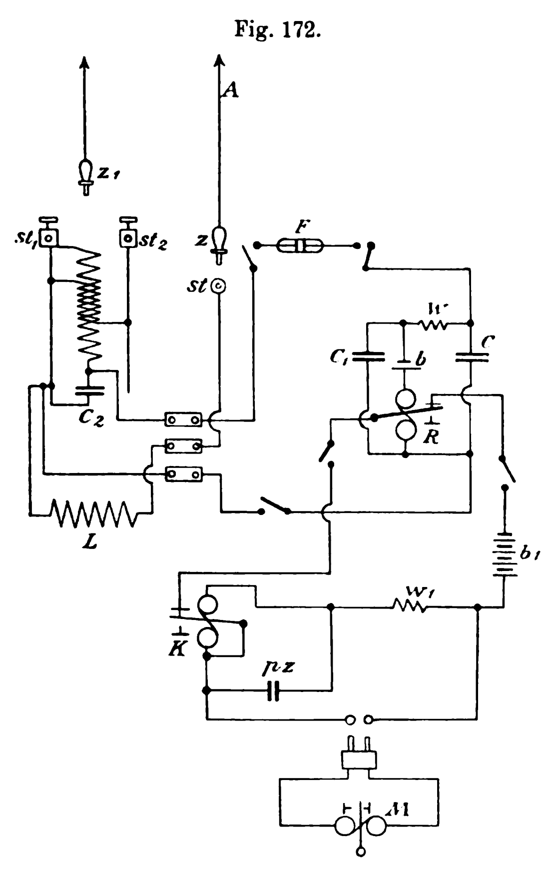
behälter sind direkt in den Karren eingebaut und fassen ca. 10 cbm bei 120 Atm. Gasdruck. Sie sind auf 200 Atm. geprüft und mit entsprechenden Ventilen verschlossen. Zwei Behälter genügen zur Füllung eines Ballons.

Die Stationen sind für zwei Wellenlängen und zwar von 350 m und 1050 m bei für beide Wellen gleichbleibendem Luftdraht eingerichtet. Der Luftdraht schwingt für die lange Welle in $^1/_4$ (Grundschwingung) und für die kurze Welle in $^3/_4$ (erster Oberton) Schwingung. Die elektrische Ausbalancierung findet für die lange Welle durch ein Gegengewicht von ca. 24 m² und für die kurze Welle durch ein solches von ca. 6 m², bestehend aus Kupferdrahtgaze, die ca. 1 m über dem Erdboden ausgespannt wird, statt.

Die für den Sender angewendete Schaltungsanordnung zeigt

Fig. 171. Von der sekundären Wicklung des Induktoriums J führen Leitungen zu den beiden Belegungen der Leidener Flaschenbatterie C. Diese bildet mit der unterteilten Funkenstrecke f und den primären Windungen p des Gebertransformators T einen geschlossenen Schwingungskreis, welcher durch Stöpslung von r in x oder y so abgestimmt

Fig. 172.



ist, daß seine Schwingungen entweder der längeren oder der kürzeren Welle entsprechen. An diesen Schwingungskreis wird einerseits der Luftdraht, anderseits durch den Stöpsel r_1 auch noch die sekundäre Wicklung s mit den jeweiligen Gegengewichten angeschlossen. Der Gegengewichtsumschalter U schaltet über k das kleine und über g das große Gegengewicht ein. Bei Erregung der langen Welle beträgt die Kopplung mit dem Erregerkreise 15 %, bei der kurzen Welle nur 10 %.

Beim Empfänger (Fig. 172) wird der Luftdraht A für die lange

Welle durch Einstecken des Stöpsels z in die Stöpselklemme st und für die kurze Welle durch Einstecken in die Stöpselklemme st_1 mit der Primären des Empfangstransformators verbunden. Im zweiten Falle liegt zwischen Luftdraht und der Primären noch ein induktiver Widerstand L. Das andere Ende der Primären steht durch Stöpslung von z_1 in st_2 mit dem elektrischen Gegengewichte in Verbindung. Die Sekundäre schließt einseitig an die Verbindung mit der Primären an und führt mit dem zweiten Ende zum Fritter F, dessen zweites Ende über einen Kondensator C wieder zum elektrischen Gegengewicht geleitet ist. Parallel zu diesem Kondensator liegt das Fritterelement b mit einem Vorschaltwiderstand w von 6000 Ohm und dem Relais R. Wird der Fritter zum Fritten gebracht und das Relais angezogen, so schließt der Anker des Relais den Stromkreis der aus vier Elementen bestehenden Batterie b_1 und diese betätigt den Klopfer K und den hierzu parallel geschalteten Schreibapparat M. Zur Erzielung eines leichten Schlages liegt mit den Spulen des Klopfers in Reihe ein bifilar gewickelter Widerstand w_1 von 20 Ohm. Das Auftreten eines Oeffnungsfunkens am Klopfer wird durch eine zu den Klopferspulen parallel gelegte Batterie von fünf Polarisationszellen pz hintangehalten.

Da bei zu großer Intensität der einlangenden Wellen, d. h. bei zu geringer Entfernung der sprechenden Stationen der Fritter gefährdet ist, müssen sowohl beim Sender als beim Empfänger Abschwächungen vorgenommen werden. Beim Sender geschieht dies dadurch, daß man die drei Funkenstrecken verkleinert oder eine oder auch zwei dieser Funkenstrecken kurzschließt. Beim Empfänger läßt sich die Intensität des Empfanges auf dreierlei Weise abschwächen und zwar 1. durch Regulieren des Keilspaltfritters (s. d. F. d. T. S. 33), welcher sich in seiner empfindlichsten Lage befindet, wenn die schmalste Oeffnung des Keilspaltes nach unten zu liegen kommt, 2. durch eine Aenderung des Kopplungsgrades des Empfangstransformators, indem man die Primärspule nach oben verschiebt, so daß sie die Sekundärspule nur wenig oder gar nicht umfaßt, und 3. durch Abnehmen bezw. Abschalten des elektrischen Gegengewichtes am Sender oder am Empfänger.

Letzteres erfolgt, wenn der Abstand zwischen Sender und Empfänger zwischen 2 bis 10 km schwankt. Bei Entfernungen unter 2 km bis 0,5 km herab darf der Luftdraht nicht mehr in den Empfangsapparat gestöpselt werden.

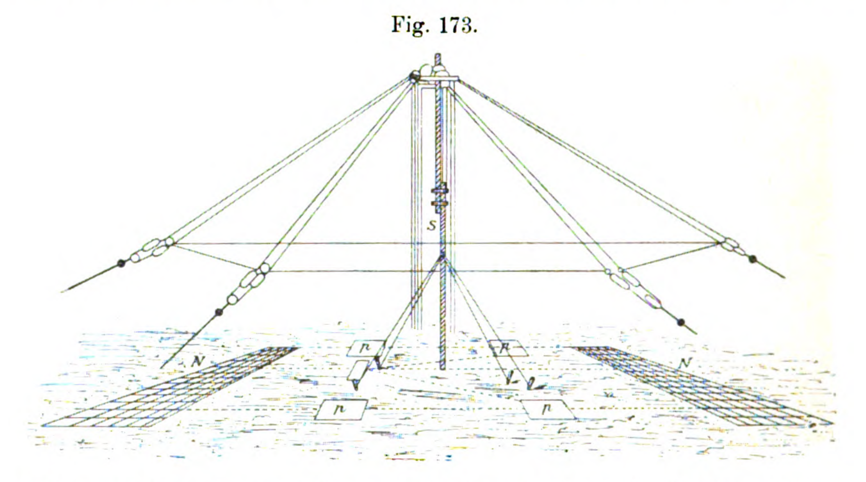
Wird die Intensität sehr gering, was dann eintritt, wenn die Stationen so weit entfernt sind, daß die Grenze ihrer Reichweite nahezu

erreicht ist, so sind alle Apparate, welche eine Aenderung der Intensität ermöglichen, auf ihre Höchstempfindlichkeit einzustellen.

Die Einrichtungen nach System „Telefunken“ sind bereits sehr zahlreich im Betriebe und zwar sowohl in Deutschland als auch in allen europäischen und außereuropäischen Ländern, darunter auch in den Vereinigten Staaten von Nordamerika mit der gewiß erheblichen Anzahl von 66 Stationen, und ist dies im Verhältnisse zur kurzen Zeit des Bestehens dieses neuesten Verständigungsmittels und dem scharfen Konkurrenzkampfe, der auch auf diesem Gebiete wogt, wohl eines der besten Zeugnisse für die Zuverlässigkeit des Wirkens. Dies dürfte außer den dem Systeme zu Grunde liegenden besonderen Eigenheiten in erster Linie der sorgfältigen, alle Einzelheiten berücksichtigenden Ausführung der Einrichtungen, sowie der genauen Anpassung an die besonderen örtlichen Verhältnisse zuzuschreiben sein. Eine Hauptbedingung, um sich das Vertrauen zu erwerben, ist, daß auch die gelieferten Einrichtungen allen den gewährleisteten Wirkungen unter allen Umständen voll entsprechen. Nun ist es eine bekannte Tatsache, daß die Uebertragungsweite für zwei bestimmte Stationen bei sonst gleichbleibendem Energieaufwande keine gleichbleibende ist, sondern wesentlich von der Beschaffenheit der Atmosphäre abhängt. Die elektrischen Schwingungen werden bei verschiedener Beschaffenheit der Atmosphäre ungleich weit übertragen. Die Uebertragungsintensität ändert sich namentlich in den Sommermonaten innerhalb weniger Stunden oft in einer Weise, daß zur Ueberwindung einer bestimmten Entfernung unter ungünstigen Verhältnissen der zwei- bis dreifache Energieaufwand notwendig wird, wie bei günstiger Witterung. Es muß demnach diesem Wechsel schon bei der Projektierung und Einrichtung durch Einführung eines Sicherheitsfaktors Rechnung getragen werden, und soll demnach jede Station, für welche eine bestimmte Reichweite gewährleistet wird, so bemessen sein, daß sie bei günstigen atmosphärischen Verhältnissen mindestens die dreifache Reichweite erzielt. Dieser Erwägung wird bei den Einrichtungen nach dem Systeme „Telefunken“ ausgiebig Rechnung getragen, indem die Stationen wesentlich größer dimensioniert werden als bei anderen Systemen. Dessenungeachtet kann unter abnormalen atmosphärischen Verhältnissen, wie dies gerne zugegeben wird, die Nachrichtenübertragung zeitweilig aussetzen. Die Zahl der Störungen ist jedoch nicht größer als bei Telephoneinrichtungen mit oberirdischer Leitung und beschränken sich diese Störungen auf die Zeit kurz vor und kurz nach Gewitterbildungen.

Die Einrichtungen der drahtlosen Telegraphie für Militärzwecke von Lodge-Muirhead[1]). Die Haupteigenschaft dieser Einrichtungen besteht in der Schnelligkeit, mit welcher die Stationen errichtet, abgebrochen und transportiert werden können. Nach der Ansicht der Erfinder ist die rasche Erreichung des Synchronismus für diese Art von Einrichtungen viel wichtiger als die Verwendung hoher Luftdrähte. Vom militärischen Standpunkte ist mit Rücksicht auf die Raschheit, mit welcher derartige Einrichtungen errichtet und abgebrochen werden müssen, die Verwendung hoher Luftdrähte mit großen Schwierigkeiten verbunden. Die hohen Stützmaste lassen sich auch, wenn sie aus mehreren Stücken zusammengesetzt

Fig. 173.



sind, nur schwer transportieren und ist auch deren Aufstellung immerhin zeitraubend. Ballons und Drachen, welche zum Hochheben der Luftdrähte teilweise mit Erfolg benutzt wurden, erschweren wieder durch ihre von der Windrichtung abhängige Lage die Durchführung einer scharfen Abstimmung.

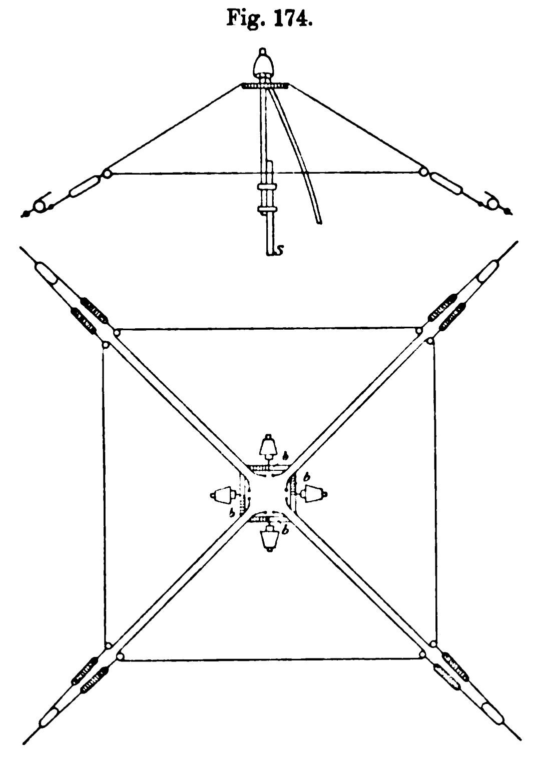
Der Wellensender bezw. Wellenfänger von Lodge-Muirhead für zeitweilige Einrichtungen, die nur auf eine Entfernung von 36 km wirken sollen, hat nur eine Höhe von 15 m. Die Errichtung dieser Sender bezw. Fänger nimmt nicht mehr als 40 Minuten Zeit in Anspruch, das Abtragen und Verpacken hingegen 45 Minuten. Die Einrichtung der Luftleiter hat die Form eines Daches oder einer aufrecht stehenden Pyramide im Gegensatze zu der von Marconi in Poldhu und anderen großen Stationen verwendeten umgekehrten Pyramide.

[1]) E. E., Bd. 38, Nr. 5.

Die Fig. 173 und 174 zeigen die zur Anwendung gelangende Einrichtung und stellt Fig. 173 eine Totalansicht in der Perspektive, Fig. 174 hingegen die Draufsicht und eine Seitenansicht des oberen Teiles dar.

Das Dach oder die Pyramide besteht aus 4 Dreiecken aus Draht und sind die 8 Drahtenden um Holzstücke b (Fig. 174) gewunden und werden von dort über die Isolatoren i direkt zu den Apparaten geführt. Diese Anordnung ist zur Erzielung einer größeren Ueber-

Fig. 174.



sichtlichkeit und leichteren Handhabung getroffen. Der so gebildete Holzrahmen wird auf eine Stangenstütze s (Fig. 173 und 174) aufgesetzt und das Ganze durch seitliche Spanndrähte, wie dies aus Fig. 173 ersichtlich, fest verspreizt. Da die Drähte der Dreiecke gleichzeitig die Fang- bezw. Sendedrähte darstellen, gehen die Spanndrähte unter Zwischenschaltung von Hochspannungsisolatoren von diesen Drähten ab.

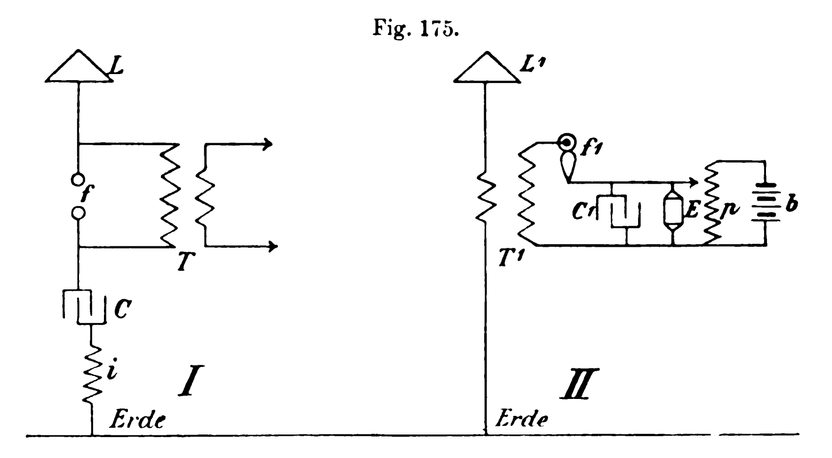
An Stelle einer gewöhnlichen Erdleitung werden, wie dies Fig. 173 zeigt und wie dies bei den funkentelegraphischen Einrichtungen für

Militärzwecke von Slaby-Arco [1]) ähnlich angeordnet ist, zwei Netze N N aus Kupferdraht, sowie mehrere Metallplatten pp einfach auf die Erde gelegt, wodurch, da diese Erdung vollkommen genügt, die Schwierigkeit der Herstellung einer entsprechenden Erdleitung überwunden ist.

Die Luftmaste werden für den Transport im Inneren des Apparatenwagens untergebracht. Die Luftdrähte sind aus Kupfer und wiegen ungefähr 18 kg. Der Mast samt den Spanndrähten, den Erdungsplatten und Netzen annähernd 355 kg und der Wagen samt den Instrumenten ungefähr 500 kg, so daß ein Gesamtgewicht von nicht mehr als rund 900 kg zu transportieren ist.

Fig. 175 zeigt schematisch die Schaltung des Sendestromkreises I und des Empfangskreises II. LL stellen hier die Luftdrähte, f die

Fig. 175.



Funkenstrecke, $T T_1$ den Transformator des Sende- bezw. Empfangskreises, f^1 den Fritter von Lodge mit rotierender Scheibe, CC^1 einen Kondensator, E den Empfangsapparat, p ein Potentiometer und b die Batterie für den Empfangskreis dar. Der Sendedraht ist wie zu ersehen nicht direkt, sondern über einen Kondensator unter Zwischenschaltung einer Selbstinduktion i geerdet.

Das System der drahtlosen Telegraphie von Rochefort [2]). Bei diesem Systeme, über welches Näheres erst in jüngster Zeit verlautbart wurde, sind als wesentliche Abweichungen gegenüber anderen Systemen nur die besondere Konstruktion des verwendeten Induktors, sowie zur Herstellung einer Abstimmung die Verwendung des von Dr. Oudin erfundenen Resonators zu bezeichnen. Aber auch

[1]) D. F. d. T., S. 43.
[2]) E. W., Bd. 44, S. 97.

die allgemeine Ausgestaltung der gesamten Einrichtung weist manche wenn auch nicht prinzipielle, so doch bemerkenswerte Einzelheiten auf, die dafür Zeugnis ablegen, daß alle in Betracht kommenden Umstände in sorgfältigster Weise berücksichtigt wurden.

Der von Oudin konstruierte unipolare Resonator besteht (Fig. 176) aus zwei Kondensatoren, als welche am besten Leidener Flaschen gewählt werden, deren innere Beläge mit leitenden, in Kugeln endigenden Stäben verbunden sind. Die beiden Kugeln bilden die Funkenstrecke. Von diesen beiden Stäben führt je ein Draht zu einem Ende der Sekundären eines Induktoriums (CD) oder zu den Polen einer sonstigen Quelle von Hochspannungsströmen. Der äußere Belag E der einen Leidener Flasche ist an dem Punkte F mit dem einen Ende einer Induktionswicklung verbunden, wogegen der äußere Belag G der zweiten Flasche an jedem beliebigen Punkt, beispielsweise bei H dieser Wicklung angelegt werden kann.

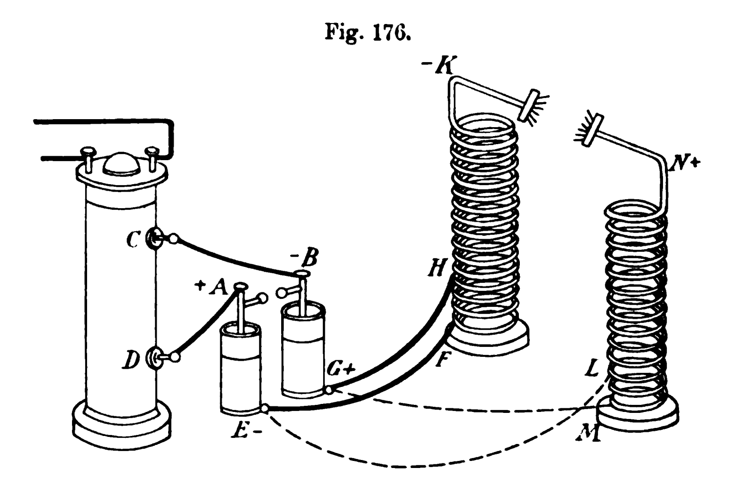
Für die Ladung werden die Funkenkugeln so lange einander näher gerückt, bis deren Potentialdifferenz hinreichend groß wird, um die Luftstrecke zu überwinden, worauf die oszillatorische Entladung einsetzt. Die in dem Systeme erregten Schwingungen verlaufen synchron mit den Entladungsfunken, welche durch den Kreis, der durch FH der Induktionswicklung die äußeren und inneren Beläge der Leidener Flaschen gebildet wird, verstärkt werden und es bildet sich an dem Ende K dieser Wicklung ein oszillierendes elektrisches Kraftfeld aus. Dieses durch die Schwingungen erzeugte Kraftfeld wird bei einem gegebenen Energieaufwande dann ein Maximum, wenn der durch die zwischen F und H liegenden Windungen dargestellte Wert der Induktion entsprechend gewählt ist.

„Der Anschaltepunkt", wie er von Rochefort genannt, durch welchen der Stromkreis bei H hergestellt wird, ändert sich mit der Kapazität der Leidener Flaschen und der Anzahl der Gesamtwindungen der Induktionswicklung, ist aber von der Länge der Funkenstrecke, sowie dem Potentiale des Entladestromes vollständig unabhängig. Ist nur eine Induktionswicklung vorgesehen, so entsteht bei K eine Büschelentladung von charakteristischer Form, die sich bis auf eine Entfernung von 10 bis 12 cm erstreckt.

Dieser Resonator ist nur einpolig und eignet sich in dieser Form für die Zwecke einer abgestimmten Funkentelegraphie nur wenig. Die Betrachtung des Vorganges, wenn eine Ladung von bestimmten Zeichen bei K hervorgerufen wird, führt zur Anwendung eines doppelpoligen Resonators. Um diesem Vorgange näher

zu treten, sei angenommen, daß die Potentialdifferenz zwischen den beiden Funkenkugeln gerade jene Höhe erreicht hat, um die zwischenliegende Luftschicht zu durchbrechen, ferner daß die Flasche A negativ und die Flasche B positiv geladen ist. Dementsprechend muß auch der äußere Belag E der Flasche A positiv und der äußere Belag G der Flasche B negativ geladen sein.. Sobald der Funke überspringt, nimmt der Strom seinen Weg über die Induktionswicklung in der Richtung G H E F. Durch diesen Strom wird nun in dem Teile H K der Wicklung ein Strom entgegengesetzter Richtung induziert,

Fig. 176.



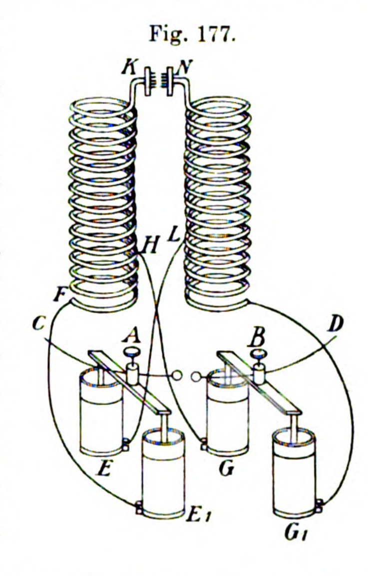
welcher seine maximale Spannung von positivem Potential am Ende K erreichen muß.

Der oszillatorischen Natur der Entladung entsprechend werden die folgenden Entladungen ihre Zeichen wechseln und vorerst bei K ein negatives Kraftfeld entwickeln, so daß bei K eine negative Entladung stattfinden muß, welche bei der nächstfolgenden Entladung das Zeichen wieder wechselt u. s. f.

Wird hingegen eine zweite Induktionswicklung L M N sehr nahe und parallel zur ersten Wicklung angeordnet und diese mit den äußeren Belegungen der Leidener Flaschen, jedoch in umgekehrter Weise wie bei der ersten Wicklung verbunden, wie dies in Fig. 176 durch die punktierten Linien angedeutet ist, so entsteht am Ende dieser Wicklung bei N bei den disruptiven Entladungen eine Ladung von hohem Potentiale und entgegengesetztem Vorzeichen. Die beiden Ladungen bei K und N werden sich gegenseitig anziehen. Bei gleicher Verbindung der beiden Wicklungen mit den Flaschen entstehen an deren

Enden gleichartige Ladungen, die sich gegenseitig abstoßen. Es können sonach durch die Anwendung eines doppelpoligen Resonators die Wirkungen entsprechend verstärkt bezw. aber auch abgeschwächt werden. Für ein gutes Wirken soll aber die Selbstinduktion der beiden Wicklungen gleich sein, was sich jedoch in der Praxis nur sehr schwer durchführen läßt. Um hierfür einen Ausgleich zu finden, soll wenigstens eine der Flaschen veränderlich gemacht werden, so daß ein absoluter Wert leicht erreicht werden kann.

Fig. 177.



Um die beiden Teile des Resonators innerhalb gewisser Grenzen einregulieren zu können und sie auch gegenseitig voneinander unabhängig zu machen, kann (Fig. 177) die Kapazität aus vier oder noch mehreren Flaschen gerader Zahl zusammengestellt werden. Es werden hier die inneren Beläge je einer Serie von Flaschen gemeinsam verbunden und gehen von dem Verbindungsstück jeder dieser Serien die Funkenkugeln aus. Die Verbindung der Resonatorspulen mit den Flaschen geschieht dann in der dargestellten Weise.

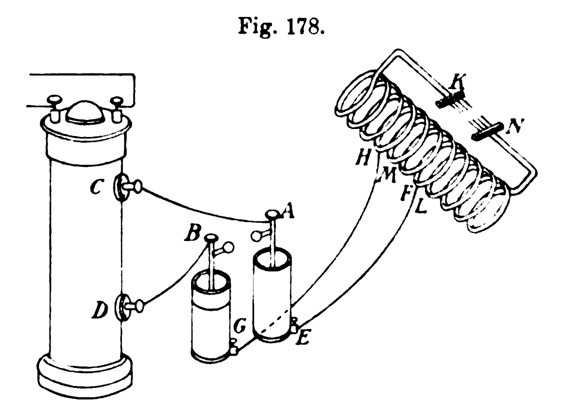
Der vollständige Resonator wird sonach durch eine einzige Funkenstrecke betätigt, doch arbeiten die beiden Resonatoren unabhängig voneinander, da deren primäre Stromkreise getrennt und verschieden sind.

Diese Anordnung gibt sehr zufriedenstellende Ergebnisse. Doppelte Polarität kann auch dadurch erhalten werden, daß nur eine Resonanzspule verwendet wird, die bei den Punkten M und F (Fig. 178) mit den beiden äußeren Belägen der Flaschen in Verbindung steht. Hier wirkt der zwischen diesen beiden Punkten gelegene Teil der Windungen als die Primäre. Aber es ergibt sich hierbei der Nachteil, daß die beiden Spulen gegenseitig abhängig werden.

Fig. 179 zeigt eine vollständige Sendestation nach der Einrichtung von Rochefort. Die Strom- oder Energiequelle A besteht in der Regel aus einer Sammlerbatterie. Ein Ende dieser Batterie ist mit der primären Windung des Induktionsapparates J über ein aperiodisches Ampèremeter N verbunden. Vom anderen Ende der Batterie geht die Verbindung zum zweiten Ende der Primären des Induktions-

apparates über einen Zeichengeber M und einen wechselseitig wirkenden Unterbrecher B, zu welchem ein Kondensator C im Nebenschlusse geschaltet ist. Der Wert dieses Kondensators wird so lange geändert, bis die günstigste Kapazitätswirkung erreicht ist. Der Unterbrecher wird von einer besonderen Stromquelle a gespeist. Die beiden Enden der Sekundären des Induktors stehen mit den Funkenkugeln F F_1 und in Abzweigung mit dem Luftdrahte L bezw. mit der Erde E in Verbindung. Für ein abgestimmtes System wird jedoch der Resonator (Fig. 177) zwischengeschaltet und werden dementsprechend die Enden K und N der Resonatorspulen mit dem Luftdrahte bezw. mit der Erde

Fig. 178.



und die mit C und D bezeichneten Drähte mit den Enden der Sekundären des Induktors verbunden.

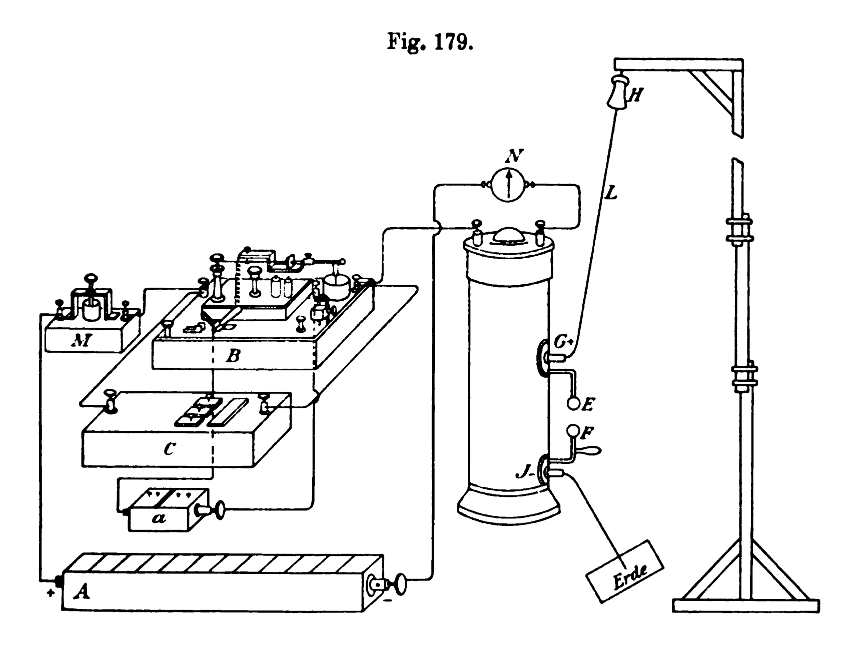
Die verwendete Akkumulatorenbatterie B ist aus 12 Zellen zusammengesetzt und gibt einen Strom von 6 bis 9 Amp. bei 24 Volt und hat eine Kapazität von 100 Ampèrestunden. Es kann allenfalls auch eine Gleichstromdynamo an Stelle der Batterie verwendet werden, wenn die Primäre des Induktors der höheren Spannung entsprechend gewunden ist und eine etwaige Steigerung der Stromstärke durch einen Rheostaten unschädlich gemacht werden kann.

Für die Hervorrufung der Morsezeichen (Punkte und Striche) gelangt ein Zeichengeber besonderer Bauart zur Verwendung. Er besteht aus einem senkrechten Metallstifte, der an seinem oberen Ende einen Ebonitknopf trägt und unten in eine Platinspitze endigt. Dieser Stift bildet ein Ende des primären Stromkreises. Unterhalb dieses Stiftes befindet sich eine mit Quecksilber gefüllte Schale, die das zweite Ende des primären Kreises darstellt. Wird dieser Stift an dem Ebonitknopfe niedergedrückt, so tritt die Platinspitze mit dem

Quecksilber in Berührung und es schließt sich der primäre Kreis. Nach Aufhören des Druckes schnellt der Stift, durch eine entgegenstrebende Spiralfeder getrieben, in die Höhe, wodurch der Stromkreis wieder unterbrochen wird. Ueber dem Quecksilber befindet sich in der Regel eine Schicht Petroleum, welches die Bildung eines Funkens beim Unterbrechen unterdrückt, so daß ein Strom von 9 bis 10 Amp. mit Sicherheit unterbrochen werden kann.

Der verwendete Unterbrecher ist auf den gleichen Grundlagen wie der Zeichengeber aufgebaut, indem auch hier ein ähnlich ausgestatteter Metallstift abwechselnd in Quecksilber taucht und sich

Fig. 179.



heraushebt, nur daß die Wirkung dieses Unterbrechers bei Sendung ununterbrochen anwährt. Dieser Stift wird durch ein nach dem Prinzipe der Selbstunterbrecher gebautes Relais, welches von einer besonderen Stromquelle angetrieben wird, betätigt. Der zum Unterbrecher im Nebenschlusse geschaltete Kondensator ist ein Mica-Zinnfolie-Kondensator und regulierbar.

Der von Rochefort benutze Induktor ist von der stehenden Type und soll nach dessen Angaben den Bedürfnissen der drahtlosen Telegraphie vollkommen angepaßt sein, weil das Potentiale an den Enden der Sekundärspule dissymmetrisch ist. Um dieses Ziel zu erreichen, besteht die Sekundäre aus einer doppelten Drahtwicklung,

deren beide Enden zu dem Ausgangspunkte zurückkehren und sich dort vereinigen. Während die Spannung in der Mitte der Spule vernachlässigt werden kann, soll sie hierdurch an den Enden verstärkt werden. Der negative Pol der Funkenstrecke ist mit der Erde und der positive Pol mit dem Luftdrahte verbunden.

Die Kugeln der Funkenstrecke haben 2 cm im Durchmesser und sind gegeneinander verschiebbar, so daß jede beliebige Funkenlänge innerhalb des Wirkungsbereiches des Induktors hergestellt werden kann.

Der Luftdraht wird an einem für diesen Zweck besonders hergestellten Isolator aufgehängt. Dieser Isolator besteht aus einem Hartgummimantel von 50 cm Länge und 2 cm Durchmesser, der in eine Porzellanglocke eingelassen ist. Im Innern des Hartgummimantels wird der aus fünf bis sechs Drähten bestehende 8 mm starke und durch Guttapercha isolierte Luftdraht aufgehängt.

Der zweite Pol der Funkenstrecke wird über einen starken Draht zur Erde geführt. Als Erdverbindung dient eine große Metallplatte bezw. Metallplatten, die am besten in feuchtem Boden versenkt werden. Rochefort legt auf eine gute Erdung besonderen Wert, insbesondere dann, wenn es sich um die Uebertragung von Nachrichten auf große Entfernungen handelt. Die zur Erdplatte führende Leitung soll vorzüglich isoliert sein und ist insbesondere dafür Sorge zu tragen, daß sie mit dem Gebäude, in welchem sich die Apparate befinden, niemals in leitende Berührung tritt und wird daher auf Glas- oder Porzellanrollen befestigt.

Die Wirkungsweise der Apparate für die Uebertragung von Nachrichten mittels Morsezeichen ergibt sich aus Fig. 179. Will eine Nachricht entsendet werden, so wird vorerst der Unterbrecher in Betrieb gesetzt, sodann werden die Funkenkugeln so weit gegeneinander gerückt, daß deren Abstand zwischen 5 bis 10 cm beträgt. Die Zeit, in welcher die Taste zur Hervorbringung der Morsezeichen niedergedrückt wird, bestimmt die Anzahl der durch den Quecksilberunterbrecher bewerkstelligten Unterbrechungen, von welchen wieder die Anzahl der Entladungen über die Funkenstrecke, somit auch der Schwingungen abhängt. Das beste Ergebnis wird erzielt, wenn der Unterbrecher 24 bis 30 Unterbrechungen in der Sekunde vollführt. Die Entladung setzt sich aus 10 bis 50 Funken zusammen und erfolgt praktisch momentan.

Wie bereits erwähnt, wird, falls eine abgestimmte Telegraphie erwünscht ist, der Oudinsche Resonator zwischengeschaltet und ist man durch entsprechende Aenderung der Werte Kapazität und Selbst-

induktion in der Lage, in dem Schwingungskreise Schwingungen der gewünschten Art zu erzeugen.

In der Rochefortschen Empfängeranordnung (Fig. 180) stellt L den Luftleiter, F den Fritter, E die Erde, K den Klopfer, R das Empfangsrelais, M den Morseapparat und b b_1 die Lokalbatterien dar. Das Relais R ist mit der Batterie b zu dem Fritter F parallel geschaltet, ebenso befinden sich der Morseapparat M und der Klopfer K zur Batterie b_1 in Parallelschaltung. Die Wirkung erklärt sich von selbst.

Die gemeinschaftliche Verwendung des Luftleiters und der Erde für die Sendung und den Empfang bedingt die Anordnung eines Um-

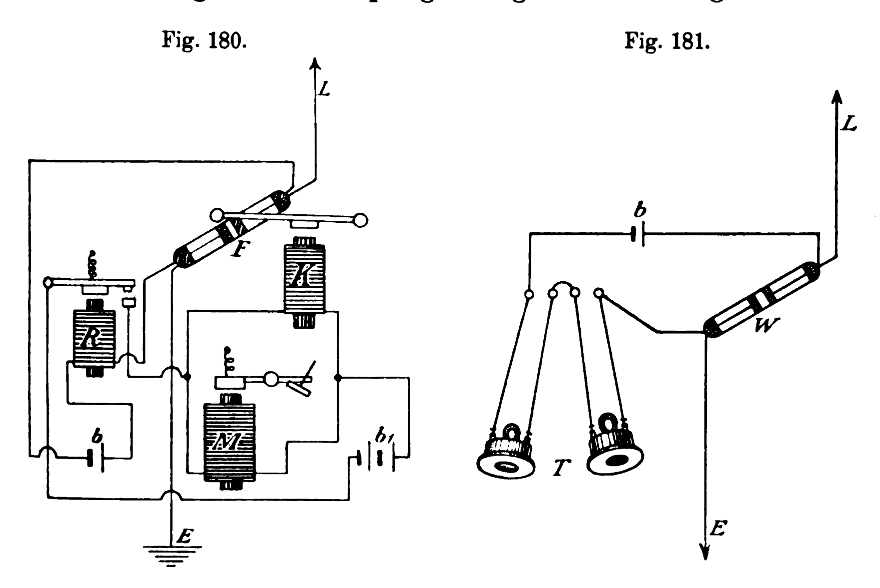


Fig. 180. Fig. 181.

schalters, um diese beiden je nach Bedarf mit der Sende- oder der Empfangseinrichtung verbinden zu können, und gelangt hierfür ein doppelpoliger Umschalter zur Anwendung.

Als Relais wird ein gewöhnliches Relais mit einem Widerstande von 1000 Ohm verwendet. Für den Empfang von großen Entfernungen soll sich hingegen das polarisierte Relais von Claude besser bewähren.

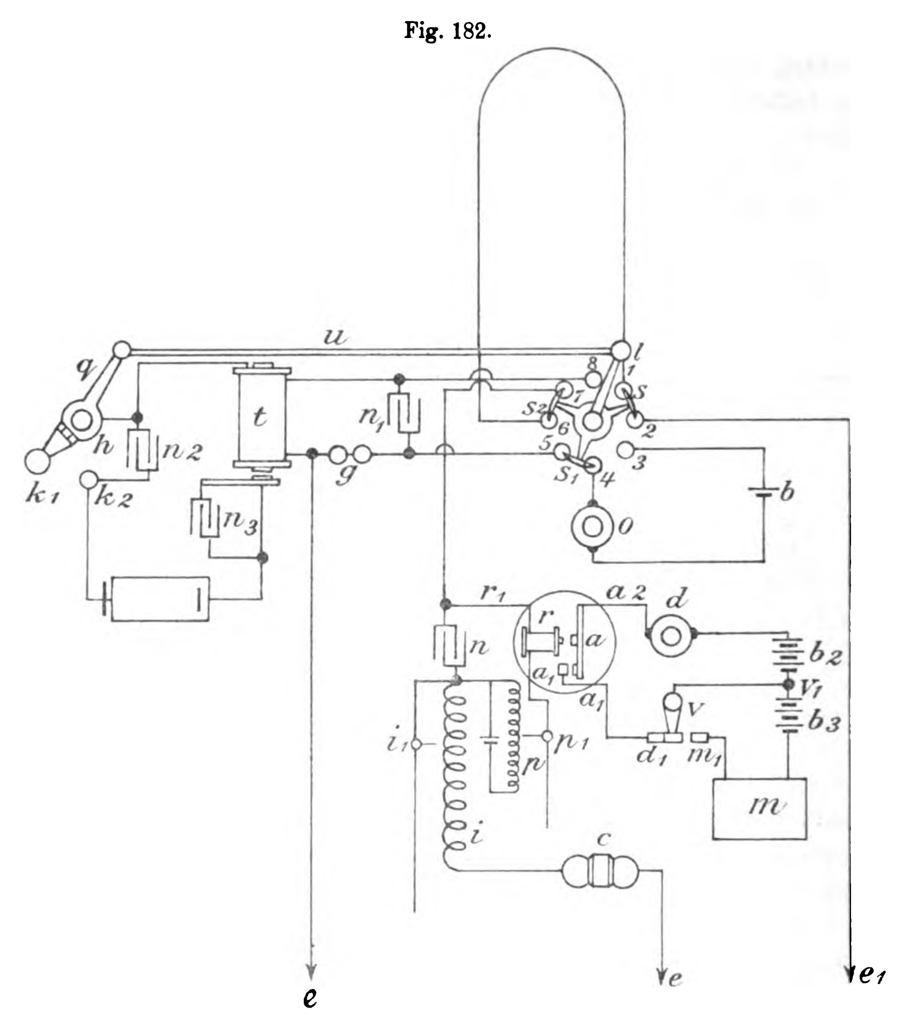
Als Fritter werden zwei Arten verwendet und zwar der Fritter von Tissot (S. 163) und der Fritter von Rochefort (S. 164).

Für gewisse Fälle gelangt auch ein selbstentfrittender Fritter zur Anwendung und vereinfacht sich dann der Empfänger wesentlich, indem sodann ein Paar Telephone T (Fig. 181) in Verbindung mit

einer Lokalbatterie b im Nebenschlusse zum Fritter W angeschaltet werden.

Das funkentelegraphische Apparatsystem von Nevil Maskelyne[1]). Dieses von dem bekannten englischen Physiker er-

Fig. 182.



sonnene System der drahtlosen Telegraphie unterscheidet sich von den bereits bekannten Anordnungen dadurch, daß sowohl im Sender als auch im Empfänger die elektrischen Schwingungen statt in einfachen offenen Drähten in geschlossenen Stromkreisen (Schleifen) erzeugt

[1]) The Electrician, 14. Okt. 1904.

werden, die aus gut isoliertem Drahte oder aus einer Reihe parallel geschalteter Drähte bestehen.

Beim Sender (Fig. 182) ist der um die Achse h drehbare Tastenhebel q so aufgestellt, daß er nur eine begrenzte Bewegung nach rechts oder links machen kann. Das Ende dieses Hebels steht durch den Hartgummistab u mit der Kurbel eines Umschalters l in Verbindung. Dieser Umschalter besteht aus einer dreiarmigen Kurbel, um die acht Kontakte angeordnet sind. Die drei Arme sind isoliert und tragen die Metallsegmente s, s_1 und s_2, welche je nach der Stellung der Kurbel verschiedene Kontaktpaare miteinander verbinden. In der Ruhelage ist der Stab u nach rechts gezogen und verbinden die Metallsegmente s_2 und s die Kontakte 6/7 und 1/2, an welchen die Enden des Empfangskreises liegen, wodurch auch der Geberstromkreis abgeschaltet bleibt. Bei Drücken des Tasterhebels nach rechts schließen sich die Kontakte k_1 und k_2 des Senderstromkreises und verbinden gleichzeitig die Segmente s und s_2 die Kontakte 1/8 und 6/5, wodurch die Luftdrahtschleife mit dem Sendesystem verbunden wird. Das Segment s_1 schließt hierbei durch die Kontakte 4/3 den Stromkreis zum Abschalten des Wellenanzeigers, auf welchen später zurückgekommen wird. Sämtliche Kontakte liegen in einem Oelbade, um beim Geben ein Funkenüberspringen zu verhüten.

Für die Wellenanzeige dient der bereits auf S. 167 beschriebene Konjunktor. In der Empfangstellung wird ein Ende der Luftdrahtschleife durch die Kontakte 1, 2 unmittelbar mit der Erde e_1, das andere Ende über den Kondensator n, eine regulierbare Selbstinduktion i und den Konjunktor c mit der Erde e verbunden. Ist der Konjunktor nicht erregt, so geht kein Strom aus der Batterie b durch das Relais r. Wird jedoch der Konjunktor von elektrischen Schwingungen beeinflußt und hierdurch leitend, so gelangt die Batterie b zur Wirkung, erregt das Relais r und setzt dessen Anker a in Bewegung, welcher zwei Lokalkreise schließt, und zwar den Stromkreis des Klopfers oder Disjunktors d, der die Leitfähigkeit des Fritters aufhebt und den Stromkreis des Schreibapparates m. Die beiden Lokalbatterien b_2 und b_3 sind hintereinander geschaltet. Von der Verbindungsstelle v_1 zwischen beiden führt ein Draht zur Kurbel v eines Ausschalters mit den Kontakten d_1 und m_1. Die Kurbel v wird durch den Anker d_2 des Klopfers d und die Spiralfeder w entweder nach rechts oder links verschoben. Der Kontakt d_1 (Fig. 183) ist mit dem Arbeitskontakt a_1 des Relais r, der Kontakt m_1 mit dem Schreibapparat m verbunden. Ist der Relaisanker a angezogen, so geht der Strom von v_1 zu der Kurbel v und

durch den Kontakt d_1 über a_1—a—a_2—d zu v_1 zurück. Der Elektromagnet des Klopfers zieht seinen Anker d_2 an, der wieder die bewegliche Kurbel v umstellt. Sobald v die Bewegung beginnt, kommt der Arm mit dem Kontakte m_1 in Berührung und der Schreibapparat spricht an. Sowie v seine Bewegung vollendet, verläßt der Arm den Kontakt d_1 und unterbricht dadurch den Relaisstromkreis. Der Anker d_2 wird wieder losgelassen, dadurch der Fritter geschüttelt, sohin alle Teile in den Normalzustand rückversetzt und zur Aufnahme neuer

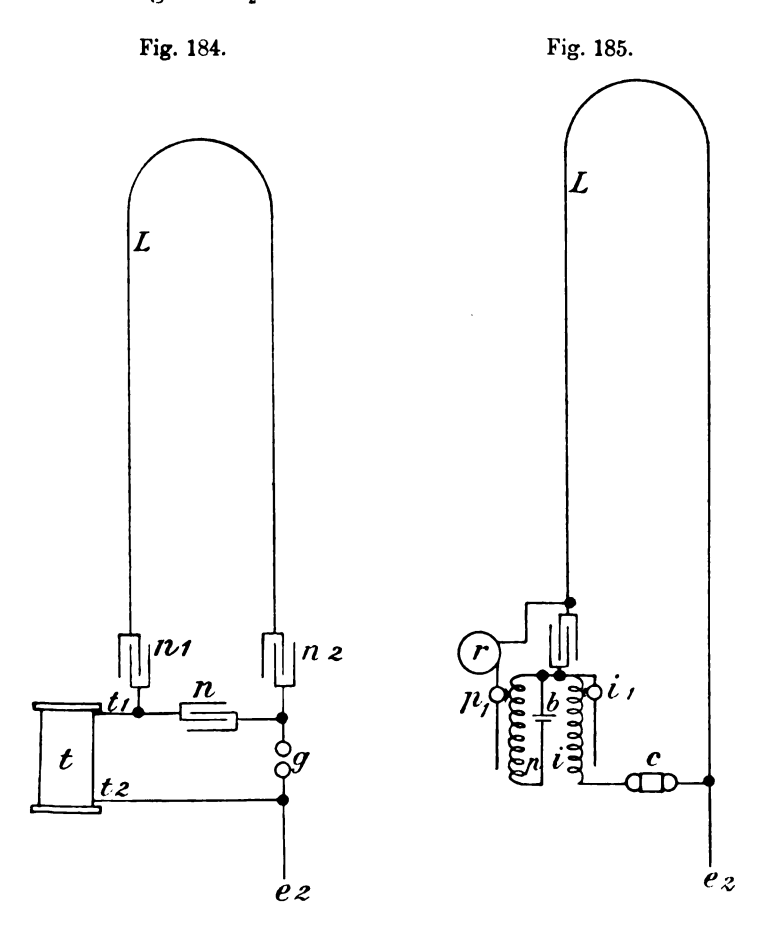
Fig. 183.

Schwingungen bereitgestellt. Es sind sonach vom Beginne der Bewegungen von v bis zur Beendigung dieser Bewegung beide Lokalstromkreise geschlossen.

Um den Fritter (Konjunktor) vor den von dem eigenen Sender ausgehenden Schwingungen zu schützen, wird er während des Gebens durch das Relais o ausgeschaltet (Fig. 182), dessen Stromkreis durch Verbindung der Kontakte 3, 4 mittels des Segmentes s_2 geschlossen wird. Die Verbindung der Pole des Fritters c mit dem Fritterstromkreise erfolgt durch die Kontaktfedern c_1 und c_2, die auf einer drehbaren Achse c_3 befestigt sind.

Der Anker c_4 auf dieser Achse hebt, wenn er von dem Relais angezogen wird, die Kontaktfedern c_1 und c_2 von den Fritterpolen ab, welche im Ruhezustand durch die Feder c_5 an diese angedrückt werden. Wird beim Geben die Taste niedergedrückt (nach rechts bewegt), so schließt das Segment s_2 den Stromkreis des Relais o und schaltet

Fig. 184. Fig. 185.



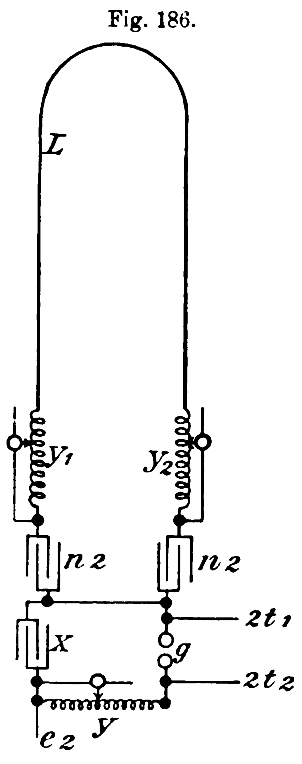
hierdurch den Wellenempfänger ab, welcher beim Loslassen der Taste wieder selbsttätig eingeschaltet wird.

Fig. 184 stellt die Senderanordnung, Fig. 185 die Empfängeranordnung und Fig. 186 eine Geberanordnung mit Einrichtung zur Veränderung der Schwingungsfrequenz in schematischer Weise dar. In der letzten Figur bedeuten y, y_1, y_2 regulierbare Selbstinduktionen und x eine regulierbare Kapazität.

Das System der drahtlosen Telegraphie von James

Foster King[1]). Bei diesem neuen Systeme der drahtlosen Telegraphie, welches eine Reihe besonderer Eigentümlichkeiten aufweist, wird von der Verwendung eines Induktoriums oder eines Wechselstromgenerators in Verbindung mit einem Transformator zur Erhöhung der Spannung gänzlich Umgang genommen, und ist die Erregung der Schwingungen auf der Tatsache aufgebaut, daß ein Kondensator mit Gleichstrom ebenso leicht geladen werden kann, als mit einem Wechselstrom und die plötzliche Entladung eines Kondensators über einen Stromkreis von geringem Widerstande immer oszillatorischer Natur ist.

Fig. 186.



Die neue Methode der Umwandlung eines Gleichstromes in oszillierende Ströme hängt hauptsächlich von dem großen Ansteigen der Spannungsdifferenz zwischen den gebrochenen Enden eines vorher geschlossenen Erregerkreises ab, welcher eine große Selbstinduktion zum Zwecke der Ladung eines geschlossenen Schwingungskreises enthält, der unabhängig mit dem Ladekreis und dem Luftdrahte verbunden ist.

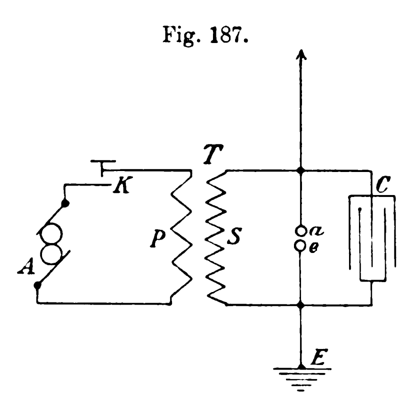
Um einen maximalen Stromfluß in dem Zwischenraume, welcher die beiden Funkenkugeln trennt, aufrecht zu erhalten, ist es wesentlich, daß die erregende Energie unter gleichbleibendem Drucke zugeführt wird.

Das Transformationsverhältnis zwischen der Anfangsspannung des erregenden Stromes und der zwischen den Enden des unterbrochenen Kreises entstehenden Spannung wird hierbei bedeutend größer sein als jenes, welches man durch eine brauchbare Transformatortype von annähernd gleichem Ausmaße wie die verwendete Selbstinduktionsrolle erhält. Dieses Verhältnis ist durch die Formel $V'' = V \sqrt{L/J}$ gegeben, worin V″ die Spannung an den Enden des unterbrochenen Stromkreises, V die Spannung des erregenden Stromes, L die Selbstinduktion jenes Teiles der Induktionsrolle, welcher sich im geschlossenen Kreise und J die Selbstinduktion der Induktionsrollen bedeutet.

[1]) E. W., Bd. 45, S. 146.

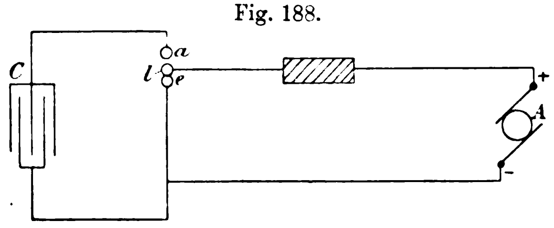
Vergleicht man die Anordnung eines geschlossenen Schwingungskreises (Fig. 187), auf welchen die Energie einer Wechselstromquelle mittels Transformators auf diesen Kreis übertragen wird, mit der Anordnung von King (Fig. 188) und nimmt hierbei an, daß für beide Kreise eine gleichwertige Energiemenge zur Aufwendung gelangt, so ergibt sich dies aus folgender Betrachtung. Wird in dem ersten Falle angenommen, daß der Generator einen Wechselstrom von 1000

Fig. 187.



effektiven Volt liefert und das Uebersetzungsverhältnis des Transformators mit Eisenkern 1 : 25 beträgt, so erhält man zwischen den Enden der Sekundären eine Spannung von 25 000 Volt, welche einer Funkenlänge von 15—20 mm entspricht. Ist die Kapazität des Kondensators, welcher in Abzweigung mit a und e verbunden ist, verhältnismäßig groß und die Selbstinduktion des Entladungskreises klein, so wird die Potentialdifferenz J zwischen a und e gleichwertig $V' \sqrt{L/C}$

Fig. 188.

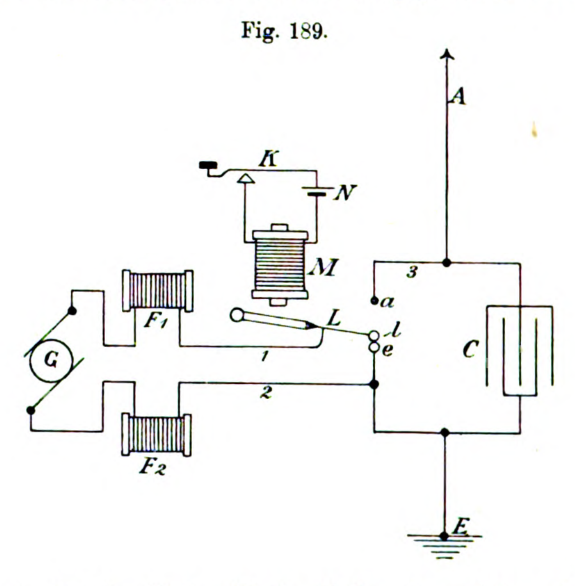


werden, und da in diesem Falle die Kapazität die Selbstinduktion überwiegt, auch die Transformation kleiner als J sein, was sich durch die Notwendigkeit der Verkürzung der Funkenstrecke kundgibt, um einen länger dauernden Funken zu erhalten. In keinem Falle, in welchem die Kapazitätsrückwirkung eines abgezweigten Kreises überwiegt, wird die Potentialdifferenz zwischen den Entladepunkten der an den Enden des Transformators erhaltenen Spannung gleich sein.

Wie Fig. 189 zeigt, ist keine fremde Kapazität mit dem positiven Drahte der Dynamo G verbunden, welche den induktiven Wert der Gleichstromwindungen und der Ergänzungsspule aufhebt, so daß die Rückwirkung der Kapazität so lange außer Betracht kommt, bis die Potentialdifferenz des unterbrochenen Kreises das Maximum erreicht, was dann eintritt, wenn der Widerstand der Funkenstrecke anscheinend geringer wird als jener zwischen E und e, und sohin eine Entladung stattfindet.

Wird der Widerstand der Funkenstrecke durch Näherung der Funkenkugeln verkleinert, so wird das Ladungspotential eher vergrößert

Fig. 189.



als verringert. In der Mehrzahl der Fälle, in welcher eine Funkenstrecke in Serie mit einem Kondensator durch die Initialspannung durchbrochen wird, erhält der Kondensator eine Spannung, welche zweimal so groß ist als die Ursprungsspannung, vorausgesetzt, daß die Energieübertragung von dem elektromagnetischen zu dem ektrostatischen Felde nicht durch eine vorhandene Impedanz gestört wird.

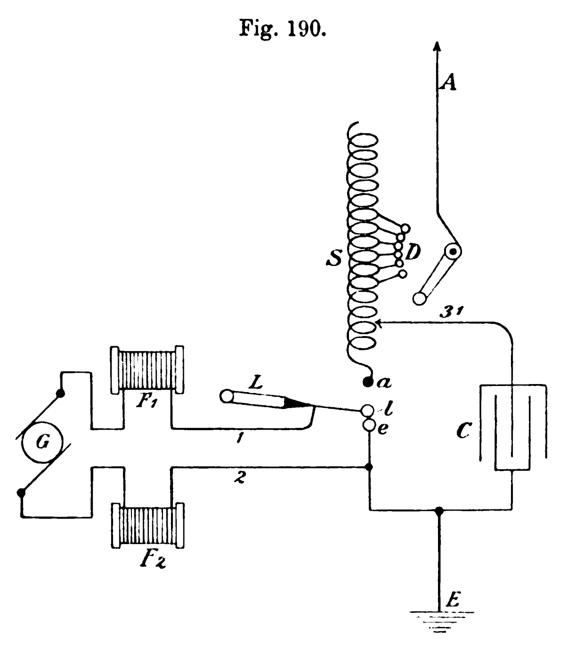
In dem Schwingungskreis von King erfolgt die Energieübertragung oder die Entladung der Funkenstrecke durch die Luft, welche eine vernachlässigbare Impedanz bietet, und ist infolgedessen das für die Ladung des Kondensators C erreichbare Potentiale gleich $2\,V'\sqrt{L/J}$ der Ursprungsspannung des Generators. Mit einem Generator von 1000 Volt Spannung, welcher in einen Stromkreis mit 5000 Henry Selbstinduktion Gleichstrom sendet, ist sonach für die Ladung des

Kondensators eine Spannung von 1000 $\times$ 70, 71 $\times$ 2 = 141420 Volt erreichbar.

Nachdem nun die Intensität eines Wellenstromes in einem geschlossenen Kreise sowohl von der Kapazität des Kondensators, als auch von der Ladespannung abhängt, wird auch die dem Kondensator nach der Methode von King mittels Gleichstrom erteilte Ladung erheblich größer sein als jene, welche mit Wechselstrom bei gleicher Kapazität des Kondensators erreichbar ist.

Die von King gewählten Ausführungsformen des Senders zeigen die Fig. 189 bis 191 schematisch und stellt Fig. 189 die einfachste Anord-

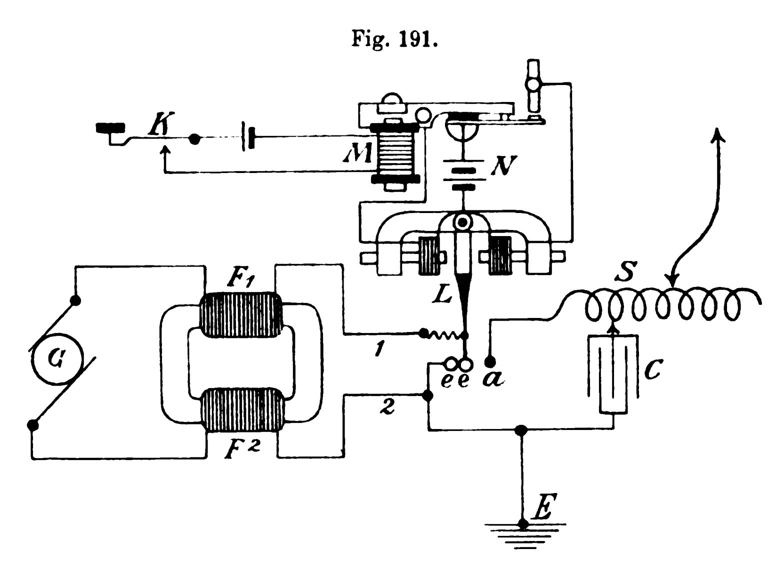
Fig. 190.



nung, Fig. 190 eine genauer abstimmbare und Fig. 191 die endgültig gewählte Form des Senders dar. In diesen Figuren bedeutet C einen Kondensator, welcher mit dem Leiter 3 oder der Selbstinduktionswindung S und über e mit dem Hebel L verbunden ist. L trägt eine Funkenkugel, welche sich zwischen den beiden Funkenkugeln a und e befindet. Diese Funkenkugel befindet sich sohin in Serie mit der Funkenstrecke a e. Es entsteht demnach an jener Seite, an welcher der Luftleiter A und die Erde E angehängt sind, ein geschlossener Schwingungskreis. Der Luftdraht ist an einem und die Erde am gegenüberliegenden Punkte mit dem Schwingungskreise verbunden. Die unbewegliche Funkenkugel a hat eine sehr kleine Oberfläche, die

untere unbewegliche Funkenkugel e ist bedeutend größer als die obere und an ihrer Oberseite für gewöhnlich abgeflacht. Die in elektrische Schwingungen umgesetzte Energie wird von dem Gleichstromgenerator G geliefert, dessen Enden mit den beiden Selbstinduktionsspulen F_1, F_2 und diese wieder mit den Leitern 1, 2 verbunden sind. Leitung 1 ist mit dem Hebel L und Leitung 2 mit der geerdeten Seite des Schwingungskreises verbunden. Der Ladehebel bildet gleichzeitig den Anker des Elektromagneten M und trägt an seinem freien Ende die Funkenkugel l. Der Ladehebel L wird, sobald der Elektromagnet M durch die Batterie N bei Niederdrücken der Taste K erregt ist, von diesem angezogen, wodurch die Funkenkugel 1 mit a in Berührung

Fig. 191.



gelangt. Bei Unterbrechung des Stromes bringt entweder die eigene Schwere (Fig. 189 und 190) oder eine Feder (Fig. 191) den Hebel L in die Ruhelage zurück.

In der Ruhelage des Hebels L ist der Strom des Generators kurz geschlossen und kann daher zwischen a und e des Schwingungskreises keine Potentialdifferenz, somit auch keine Funkenentladung stattfinden und wird demnach auch der Luftdraht keine Energie in den Raum ausstrahlen.

Durch die beiden Selbstinduktionen F_1 und F_2 erhält der Dynamokreis ein großes elektromagnetisches Moment und es entsteht zwischen dem beweglichen Kontakte 1 und dem festen Kontakte e, wenn dieser den Luftspalt zwischen e und a rasch durchläuft, eine große Poten-

tialdifferenz. Die nutzbare Potentialdifferenz in dem Augenblicke, in welchem sich der Kontakt für die Erregung elektrischer Schwingungen in dem geschlossenen Kreise herstellt, wenn der Elektromagnet M erregt wird, ist viel größer als jene, welche von dem Generator in dem Augenblicke der Unterbrechung zwischen dem feststehenden und dem beweglichen Kontakte eingeliefert wurde. Die geringe Oberfläche der oberen Kugel gelangt hier zur Wirkung, indem sie die Entladung bei Rückgang des beweglichen Kontaktes fördert.

Bei ähnlich wie in Fig. 189 angeordneten Stromkreisen nimmt die für die Ausstrahlung nutzbare Energie die Form von Reflexen an, welche von der einen Seite des geschlossenen Schwingungskreises ausgehen. Die Zeit des Wechsels dieser auf den Wellenstrahler übertragenen Reflexionen wird bis zu einem gewissen Grade gleichförmig und identisch mit der Periode des geschlossenen Kreises, an welchen er gekoppelt ist, wenn nur diese Periode von bemerkbarer Stärke und Reinheit ist. Um eine Ungleichförmigkeit zwischen den Perioden des offenen und des geschlossenen Schwingungskreises auszuschließen, wurde zu Selbstinduktionsspulen F_1, F_2 (Fig. 191) mit gemeinsamem in sich geschlossenem Eisenkern die Zuflucht genommen.

Durch Einschalten einer veränderlichen Selbstinduktion in den offenen Stromkreis des Wellenstrahlers ist man in der Lage, die Wellenlängen innerhalb gewisser Grenzen zu verändern. Ist auf diese Weise die mögliche Periode dieses Stromkreises bestimmter ausgesprochen, so wird es wieder möglich, diese Eigenschwingungen durch Ausnützung der wechselseitigen Induktionswirkungen eines geschlossenen Resonatorkreises auf ihn zu verstärken.

Die zu dem senkrechten Wellenstrahler anschaltbare und veränderliche Selbstinduktion ist in Fig. 190 durch S dargestellt. Diese Abstimmungsspule ist in sechs Sektionen geteilt, die nach und nach durch den Schalter D in Reihe zum Wellenstrahler geschaltet werden können. Man erhält auf diese Weise sechs mögliche Wellenlängen, von welchen eine die größte Wirkung hat, wenn sie in Bezug auf die Schwingungsperiode mit dem Resonatorkreis im Einklange steht.

Ebenso wie der Sender weist auch der Empfänger eine Reihe interessanter und wichtiger Neuerungen auf. Es wird bei diesem Empfänger von der Aufnahme mittels Schreibapparat, Siphonrekorder oder Telephon Umgang genommen, weil ersterer zu langsam arbeitet, die Einrichtungen für den Siphonrekorder zu kompliziert und zu zart für den durchschnittlichen Telegraphisten sind und das Telephon kein sichtbares Zeichen hinterläßt.

Der Empfänger von King oder der Differentiator, wie er ihn benennt, vereint Leichtigkeit mit Festigkeit, ist einfach und leicht zu behandeln und arbeitet so rasch, daß er von selbst von Automaten gegebene Nachrichten aufnimmt. Er ist nebstbei für die geringsten Aenderungen, welche in dem Resonatorkreis durch die einlangenden Wellen hervorgerufen werden, empfindlich.

Um die außerordentliche Empfindlichkeit zu sichern, hängt der Wellenanzeiger für seine Betätigung von der Differentiation der effektiven Polstärke eines von zwei entgegengesetzten magnetischen Feldern ab, durch welche eine sehr kleine Winkelablenkung einer leichten Magnetnadel bewirkt wird. An der Magnetnadel ist ein Spiegelchen befestigt und das ganze System an einem äußerst dünnen Streifen von Phosphorbronze oder sonst einem ähnlichen nicht magnetischen Metall aufgehängt. In dieser Form ähnelt der Empfänger einem Oszillographen.

Um die erforderliche Stabilität zu erreichen, ist das schwingende System zwischen den Polen eines Dauermagneten angeordnet, wobei die Polarität durch einen die Windungen der Magnetschenkel durchfließenden Strom verstärkt wird. Dieser Strom wird von einer gesonderten Lokalbatterie geliefert.

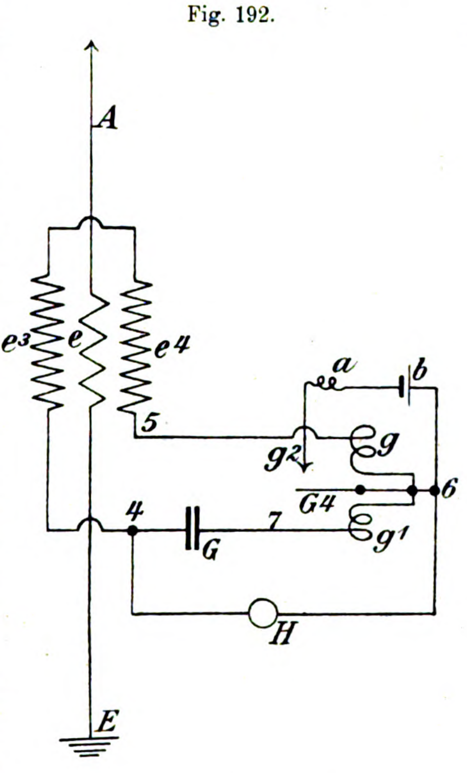
Normal wirken die beiden Pole auf die Magnete gleichmäßig und in entgegengesetzter Richtung auf die Magnetnadel ein, so daß sie in Ruhe verbleibt. Erfolgt jedoch eine Störung dieses Gleichgewichtes durch einen Wellenstrom, welcher die beiden Windungen des Magnetes durchläuft, so bedingt diese eine augenblickliche Ablenkung der Nadel und des mit ihr verbundenen Spiegels.

Fig. 192 stellt schematisch die Anordnung des Empfängers dar. Die in dem Luftleiter A induzierten Wellenströme werden durch die Erregerspule e auf die sekundären Windungen e^3 und e^4 des in sich geschlossenen Empfangskreises induktiv übertragen. An den Empfangskreis schließt sich bei den Punkten 4 und 6 der lokale Erregerkreis mit dem Erreger H an. Es bilden sonach $4\,G\,g^1 6$ und $4\,e^3\,e^4$, g, 6 zwei zu dem Erreger H parallel geschaltete Kreise. Der Zweck des Erregers ist, den Punkten 4 und 6 eine geringe periodische elektromotorische Kraft aufzudrücken, bezw. an diesen Punkten eine kleine Potentialdifferenz zu erhalten. Die maximale elektromotorische Kraft des Erregerstromes soll geringer sein als die resultierende Potentialdifferenz zwischen 4 und 5, wenn auf e^3 und e^4 bei einer einlangenden Welle durch die Erregerspule e eine positive Energieübertragung stattfindet. Hierdurch soll zwischen 5 und einem

ähnlichen Punkte 7 des zweiten Zweigstromkreises, welcher den Kondensator G und das Solenoid g^1 einschließt, eine normale Phasendifferenz des Stromes von mindestens 90° entstehen, hervorgerufen durch die passend eingestellte Kapazität G in ihrer Beziehung zu den beiden Selbstinduktionen e^3 und e^4.

Der Wert der Selbstinduktion der beiden Solenoide g und g^1 soll im Vergleiche zur Wirkung der beiden Sekundären e^3 und e^4 und des Kondensators G vernachlässigbar sein, um nicht ernstliche Störungsquellen in den Kreis einzuführen.

Fig. 192.



Nimmt man die Phasendifferenz der beiden Ströme, welche jedes der beiden Solenoide durchläuft, mit 90° an, so wird das resultierende magnetische Feld des Solenoides g gleich Null, während das Feld von g^1 gleichzeitig den maximalen Wert erhält.

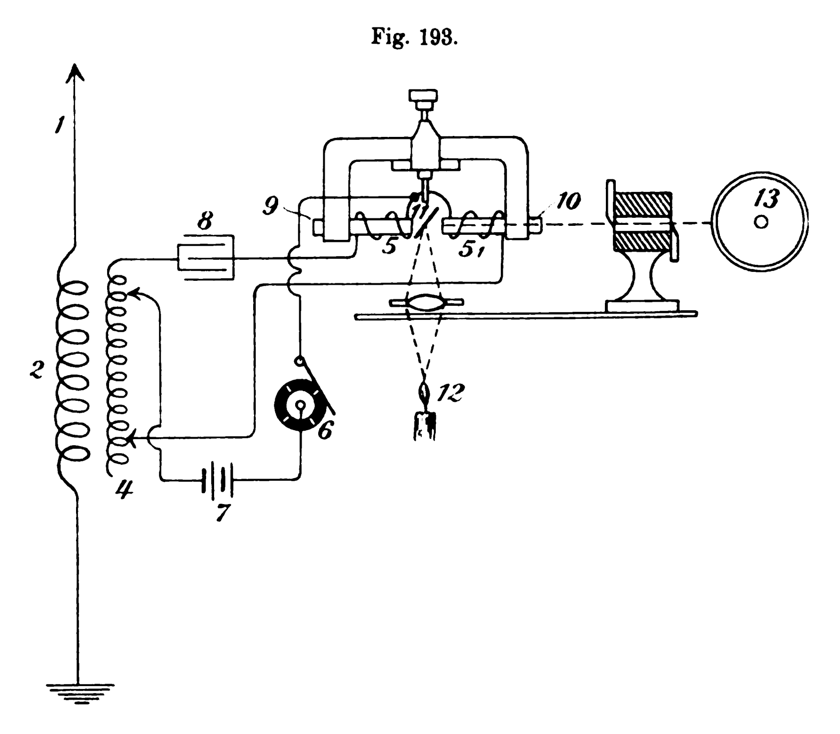
Haben die Solenoidwindungen die dargestellte Richtung, so wird das magnetische Feld von g^1 in dem Kapazitätszweige normal einen überwiegenden Einfluß auf die schwingende Armatur G^4 ausüben. Infolgedessen wird die Wirkung auf eine polarisierbare Masse, in diesem Falle die Armatur G^4, einzig und allein dem Solenoid g^1 zuzuschreiben sein, vorausgesetzt, daß der normale Phasenverschiebungswinkel 90° nicht überschreitet. Ueberschreitet der Phasenwinkel 90°, so findet eine verstärkte Ablenkung der Armatur von dem Hemmpunkte g^2 als Folge eines wechselseitigen Zusammenwirkens der beiden Felder von g und g^1 statt.

Unter normalen Bedingungen wirken die Sekundärspulen e^3 und e^4 einfach als Impedanzen, welche die Stromphasen verzögern und dadurch die Polstärke eines der beiden Solenoide verringern. Ist jedoch die Primäre e des Transformators unter dem Einflusse einlangender Wellen

erregt, so ist die Wirkung des induzierten Stromes in den beiden Solenoiden die, daß sie eine Orientierung der Armatur in entgegengesetzter Richtung bewirkt, wobei die resultierende magnetische Wirkung der beiden Solenoide auf die Masse der Armatur gleich der Summe der wirksamen Stärken der wechselseitig zusammenarbeitenden Felder g und g^1 ist.

Fig. 193 zeigt die Endform des differenzierenden Empfängers von King, in welcher 1 den Luftdraht in Verbindung mit der Pri-

Fig. 193.



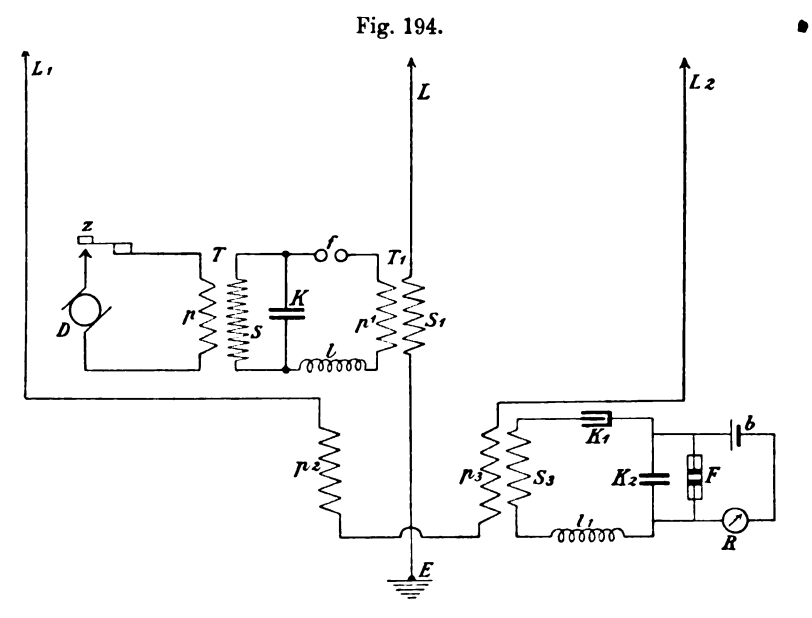
mären 2 des zur Erde führenden Transformators, 4 die Sekundäre des Transformators, welche mit dem Solenoid 5 einen der beiden parallel verbundenen Zweigkreise, enthaltend den Unterbrecher 6 und zwei Elemente 7, darstellt. Diese Elemente versorgen diesen Kreis mit einem Strom von geringer elektromotorischer Kraft. In den zweiten Zweigkreis ist der Kondensator 8 eingeschaltet. 9 und 10 stellen die beiden einander entgegenwirkenden Magnetpole dar. 11 ist die Nadel mit dem Spiegel, welche ein konzentriertes Lichtbündel von der Lampe 12 auf den lichtempfindlichen Papierstreifen 13 wirft.

Neuerungen an dem Systeme der drahtlosen Tele-

graphie von Stone[1]). Stone, dessen System bereits in D.F.d.T.II, S. 108 beschrieben wurde, hat neuerdings eine Reihe von Patenten auf Verbesserungen genommen, die sich auf besondere Anordnungen beziehen und an und für sich weniger neue Erfindungen, denn glückliche Kombinierung bekannter Tatsachen darstellen.

Eines dieser Patente bezieht sich auf eine Einrichtung, mittels welcher die Entsendung und der Empfang von Nachrichten gleichzeitig erfolgen kann. Aufgebaut ist dieses Verfahren auf Grund fol-

Fig. 194.



gender Erwägung. Liegt ein lotrechter Leiter in einer Ebene, welche zu allen Punkten zweier ebenfalls lotrechter Leiter äquidistant ist, und werden in dem ersten Leiter elektrische Schwingungen erregt, so entstehen auch in den beiden anderen Leitern Schwingungen, welche jedoch in Amplitude und Phase vollkommen gleich sind. Ihre Einwirkung auf eine Empfangseinrichtung wird aber, weil einander entgegengesetzt, gleich Null werden.

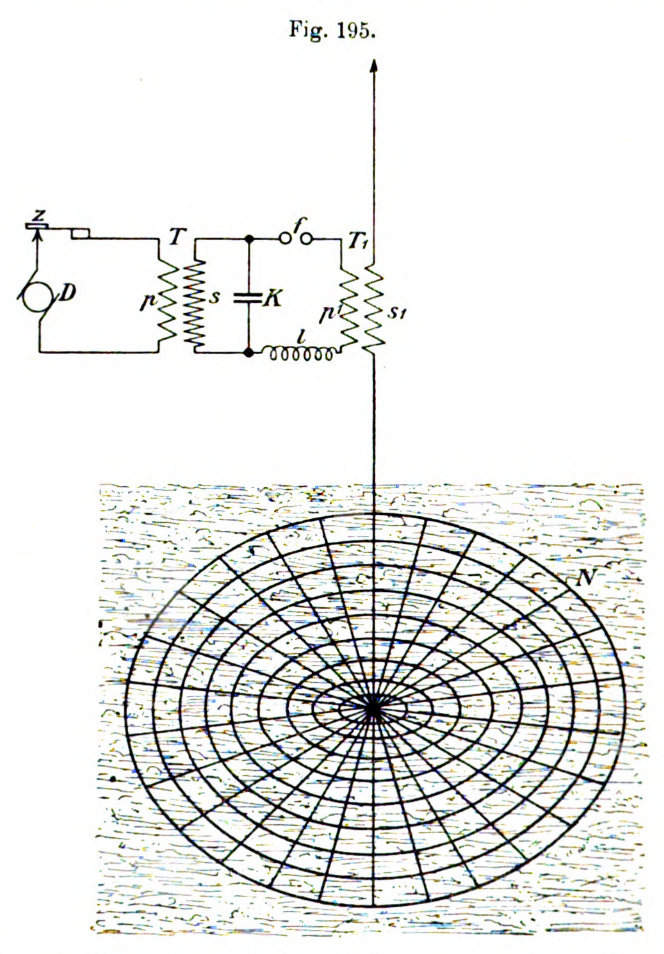
Der mittlere Leiter L (Fig. 194) ist der Sendeleiter, und L_1 L_2 sind die Empfangsleiter der für die Erfüllung der vorstehenden Bedingungen ersonnenen Anordnung. Der Empfänger wird hierdurch für die vom Sendeleiter ausgehenden Schwingungen unempfindlich, dagegen soll er auf alle von anderen nicht in der gleichen Ebene liegen-

[1]) E. W., Bd. 44, S. 382.



den Stationen anlangende Wellen ansprechen. Man sieht hier das Prinzip der Induktionswage auf die Wellentelegraphie übertragen. Inwieweit sich diese Art der Schaltung bewähren kann, hängt hier, da doch immer nur mit Stromdifferenzen gearbeitet wird, von der Empfindlichkeit des Wellenanzeigers ab. Stone verwendet hierfür

Fig. 195.



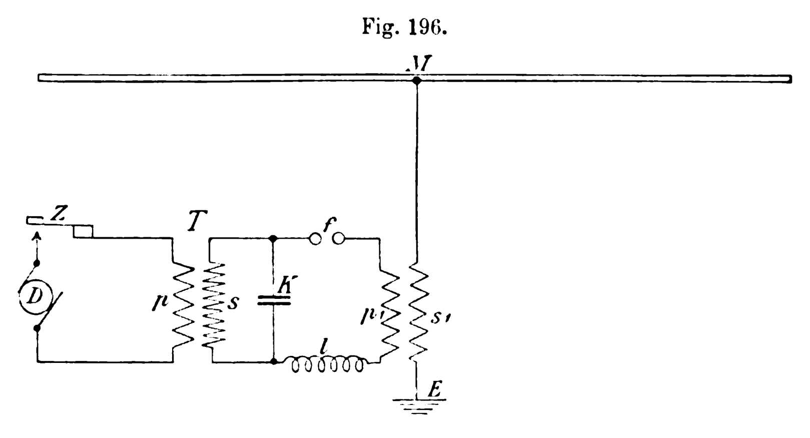
ein außerordentlich empfindliches Bolometer, welches Temperaturunterschiede von ein zehntausendstel Grad Fahrenheit noch mit Sicherheit anzeigen soll.

Das Bolometer ist hierbei in eine Art Wheatstonescher Brücke oder in eine Induktionswage eingeschaltet und stört die bei Einlangen elektrischer Wellen auftretende Erwärmung und damit verbundene Widerstandserhöhung das Gleichgewicht.

Ein zweites Patent bezieht sich auf eine Methode, die Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen durch den Sendeleiter zu verstärken. Stone bezieht sich zur Begründung der Wirksamkeit seiner Anordnung auf die von Blondel entwickelte Theorie der gleitenden Halbwellen (s. D. F. d. T. II, S. 7). Die Methode zur Verstärkung der Ausstrahlung beruht auf einer künstlichen Erhöhung der natürlichen Leitfähigkeit der Erde oder des die Basis des Sendedrahtes unmittelbar umgebenden Mediums und der Aufrechterhaltung dieser Oberfläche in einem stets gleichmäßig leitenden Zustande.

Eine der zu diesem Zwecke von dem Erfinder angegebenen Anordnungen besteht darin, daß ein Drahtnetz N in den Erdboden verlegt und mit dem Luftleiter verbunden wird (Fig. 195). Diese künstliche Erde soll mindestens einen Halbmesser haben, welchem ein Vierteil der angewendeten Wellenlänge entspricht. Diese Anordnung mag sich

Fig. 196.



namentlich für Landstationen, insbesondere für solche, deren Untergrund schlecht leitend ist, bewähren.

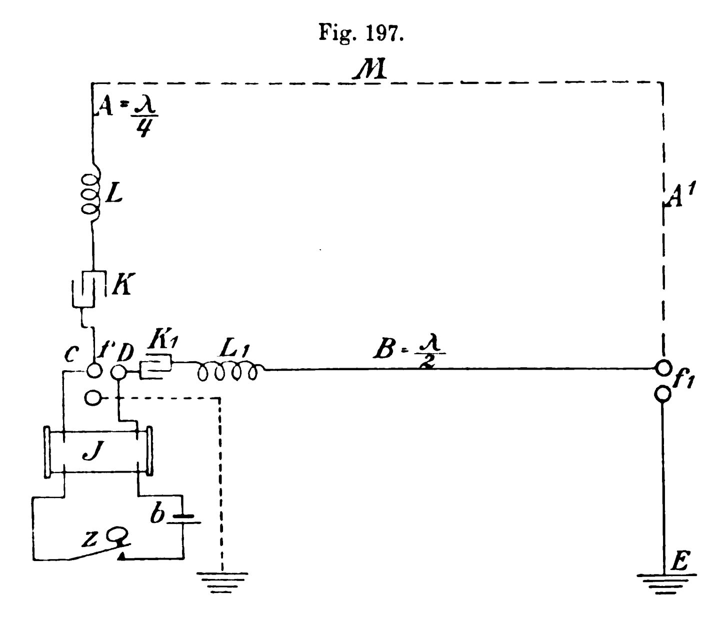
Fig. 196 stellt eine Anordnung dar, durch welche die hohen Luftdrähte entbehrlich gemacht werden sollen. Der eigentliche Strahlkreis besteht aus der Sekundären S^1 des Schwingungstransformators, welche einerseits zur Erde, anderseits zu dem Mittelpunkte einer großen Metallplatte M geführt wird. Der Durchmesser und dementsprechend der Umfang dieser am besten kreisförmig geformten Platte ist, mit dem Abstande von der Erde verglichen, verhältnismäßig sehr groß. Diese Metallplatte oder Kapazitätsfläche muß, um voll zur Wirkung zu gelangen, unbedingt parallel zur Erde sein.

Eine eingehendere Betrachtung der beiden letzteren Anordnungen zeigt sofort, daß sie wesentlich Neues nicht bringen, sondern eigentlich

nur als Abänderungen bereits bekannter Einrichtungen anzusehen sind. Die Verwendung eines künstlichen Leiters, der bis mindestens ein Viertel der Wellenlänge längs der Erdoberfläche läuft, wurde bereits von Fessenden (s. D. F. d. T. S. 44) und die Verwendung einer großen Kapazitätsfläche an Stelle der Luftdrähte von Blondel (D. F. d. T. S. 100) angegeben.

Methoden von De Forest zur Lenkung der elektrischen Wellen in eine bestimmte Richtung[1]. Nach der

Fig. 197.



ersten Methode wird der Luftdraht nicht direkt über eine Funkenstrecke, wie dies durch die Punktlinie (Fig. 197) angedeutet ist, zur Erde geführt, sondern es steht die zweite Funkenkugel mit einem Kapazität und Selbstinduktion enthaltenden isolierten Drahte B in Verbindung, welcher in entsprechendem Abstande vom Erdboden wagrecht geführt wird. Dieser Draht liegt nun entweder unmittelbar oder über eine Funkenstrecke f_1 an Erde. Hierbei wird der Luftdraht A gleich 1/4 Wellenlänge und der Draht B gleich 1/2 Wellenlänge gemacht. Nach De Forest werden die in A erzeugten Kraftlinien, in der von A und B gebildeten Ebene A B A_1 M zusammengedrängt und daher auch hauptsächlich in der Richtung dieser Ebene ausgestrahlt. Es erklärt sich dies dadurch, daß, bevor zwischen C und D der Funken-

[1] Western Electrician, 16. Januar 1904.

strecke f ein Funke entstehen kann, A und B entgegengesetzt geladen werden müssen und sonach die bei dem Ausgleiche der Ladungen frei werdenden Kräfte vornehmlich in der durch A und B gegebenen Ebene wirken müssen. Die Elektrizität findet nach dem Ausgleiche über die Funkenstrecke ihren Weg über B zur Erde und pflanzt sich die hierbei entstehende elektromagnetische Welle gleichfalls in der Richtung von B fort. Bei der zweiten Methode wird der ausstrahlende Luftdraht von einer Reihe weiterer senkrechter Drähte, den sog. sekundären Luftdrähten umgeben, die, sofern man den Querschnitt betrachtet, in Form einer Parabel angeordnet sind, deren Brennpunkt der erste Leiter bildet. Das System der sekundären Luftdrähte soll als Reflektor für die elektrischen Wellen dienen und sie nach einer bestimmten Richtung lenken. Jeder der Sekundärdrähte ist durch einen wagrechten Draht entweder unmittelbar oder unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke mit der Erde und außerdem mit dem unteren Ende des Haupt- oder Primärdrahtes verbunden. Auch hier wird den wagrecht zur Erde führenden Drähten eine der halben Wellenlänge entsprechende Ausdehnung gegeben.

Wesentlich Neues bringen diese beiden Methoden nicht, da sie eigentlich nur kleine Abweichungen gegenüber den Anordnungen von Fessenden und von Braun[1]) aufweisen.

Pupins System einer abgestimmten drahtlosen Telegraphie[2]). Nach einem dem Erfinder gewährten amerikanischen Patente besteht der Empfänger aus einem Telephon mit einer Membrane, welche eine ganz bestimmte mechanische Schwingungsperiode hat, so daß sie durch magnetische Impulse von dieser Periode leicht zum Ansprechen gebracht wird und so einen Ton im Empfänger hervorbringt. Auf andere, dieser Bedingung nicht entsprechende Impulse spricht das Telephon nicht an. Der Sender ist nun so eingerichtet, daß die einzelnen Wellenimpulse in den ganz genauen dieser Periode entsprechenden Zwischenzeiten in den Raum entsendet werden. Zu diesem Zwecke wird die Geschwindigkeit eines Wechselstromgenerators, welcher als Energiequelle dient, so reguliert, daß sie mit der mechanischen Schwingungsperiode der Membrane des Empfängers übereinstimmt, und die Funkenstrecke so eingerichtet, daß die Funken nur dann überspringen, wenn die maximale Spannung jeder Periode des Wechselstromes erreicht ist. Ein Taster in dem Wechselstromkreis ermöglicht es, die Impulse nach Bedarf zu unterbrechen und so

[1]) S. d. F. d. T., S. 44 und F. d. T. II, S. 112.

[2]) E. W., Bd. 44, S. 387.

die Zeichen zu vermitteln. Nähere Einzelheiten über die Durchführung der Einrichtung sind bisher noch nicht bekannt.

Neuerungen von Kapitän Leonard D. Wildmann[1]). Dem Erfinder wurden zwei Patente auf Verbesserung der Einrichtungen für drahtlose Telegraphie erteilt. Das erste dieser Patente bezieht sich auf eine Methode zur Aenderung der Selbstinduktion von Luftdrähten ohne hierbei die Kapazitätswerte nennenswert zu beeinflussen. Der Zweck dieser Einrichtung ist, mehrfache Luftdrähte verwenden zu können, bei welchen jeder Draht nur Wellen der gleichen, vorher bestimmten Länge ausstrahlen kann.

Das zweite Patent betrifft den Schutz der Armaturen der Wechselstromgeneratoren, welche in Verbindung mit Transformatoren in den Sendestationen verwendet werden, indem die erzeugten hohen Spannungen das Bestreben haben, Wellen durch die Armaturwindungen zu senden und selbe durchzubrennen. Um dieses zu verhindern, verbindet der Erfinder die entgegengesetzten Seiten des primären Stromkreises, welcher die Primäre des Transformators, den Taster und den Generator einschließt, über sehr kleine Funkenstrecken mit der Erde. Diese Funkenstrecken sind nun auf ein bestimmtes Sicherheitspotential eingestellt, und springen sodann die Funken, sobald die Sicherheitsgrenze überschritten ist, zur Erde über, wodurch die Armaturwindungen und deren Isolation geschützt werden. Nähere Details über die praktische Ausgestaltung dieser Neuerungen sind ebenfalls noch nicht bekannt.

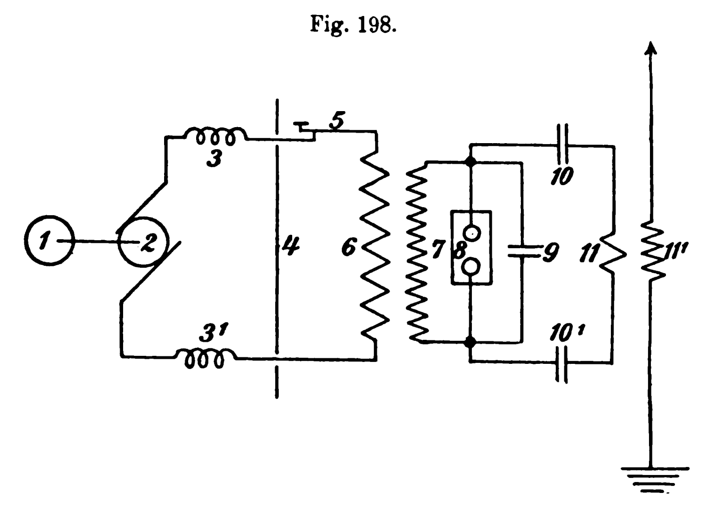
Synthetische drahtlose Telegraphie[2]). A. Frederick Collins kommt auf Grund eingehenden Studiums aller amerikanischen Patente über drahtlose Telegraphie zu dem Schlusse, daß jedes der in der Praxis mit Erfolg angewandten funkentelegraphischen Systeme auf einer Reihe von Patenten aufgebaut ist, die ihm die alleinige Verwertung der daselbst niedergelegten Neuerungen sichern. Wiewohl nun dies einerseits vom Konkurrenzstandpunkte ein Vorteil ist, bedeutet es doch wieder einen Nachteil, weil der betreffenden Unternehmung die Benutzung anderweitiger, gleichfalls durch Patente geschützter Neuerungen, welche sich gleichfalls bewährt haben, verwehrt ist. Hierdurch erfährt jedes System eine mehr oder minder einseitige Entwicklung und kann, wiewohl die Mittel bekannt, aber durch Patente geschützt, nicht auf den Höhepunkt der möglichen Leistungsfähigkeit gebracht werden.

Würden die den Kernpunkt der einzelnen Systeme bildenden Details zusammengeschweißt werden, so erhielte man auf synthetischem

[1]) E. W., Bd. 44, S. 184.
[2]) E. W., Bd. 44, S. 474.

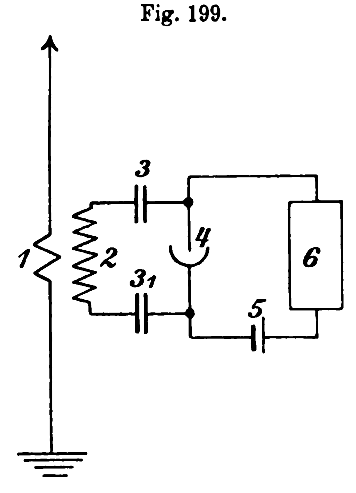
Wege ein System der drahtlosen Telegraphie, welches in Bezug auf Leistungsfähigkeit und Sicherheit alle anderen Systeme überflügeln müßte. Der Verfasser unterzog sich nun der Aufgabe, aus den zahlreichen indi-

Fig. 198.



viduellen Typen, welche ihm die besten in ihrer Art erschienen, jene Teile auszuwählen und zu einem allgemeinen Systeme, d. i. einer synthetischen Anordnung zusammenzustellen, durch welche seiner Ansicht

Fig. 199.



nach die folgenden Bedingungen erfüllt werden müssen: 1. Erreichung einer maximalen Entfernung mit einem Minimum von Energie, 2. Genauigkeit, 3. Geschwindigkeit des Arbeitens, 4. Sicherheit, 5. Einfachheit der Regulierung und 6. Möglichkeit der Herstellung einheitlicher Apparattypen.

Nach eingehender Begründung der Vorteile der einzelnen Einrichtungen, auf welche hier nicht näher eingegangen werden soll, befürwortet er die in Fig. 198 und 199 in schematischer Form dargestellten Sende- und Empfangseinrichtung zur Annahme. In diesen stellt für den Sender 1. einen Motor, 2. einen Wechselstromgenerator (nach Fleming), 3. Drosselspulen (De Forest), 4. einen Schutzschirm aus Metallblech, 5. einen Morsetaster (De Forest), 6. und 7. einen Transformator (Fleming), 8. eine Funkenstrecke in komprimierter Luft (Fessenden), 9. einen Oelkondensator, 10. einen regulierbaren Kondensator (Braun) und 11. und 11′. einen Schwingungstransformator (Braun) und für den Empfänger 1. und 2. einen Schwingungstransformator (Braun), 3., 3_1 regulierbare Kondensatoren (Braun), 4. einen Flüssigkeitsbarretter (Fessenden), 5. ein Trockenelement und 6. einen Siphonrekorder (Lodge) dar.

Durch die Vereinigung dieser verschiedenen Einrichtungen zu einem neuen System, welches die wesentlichen Erfindungen aller Arbeiter auf dem einschlägigen Gebiete umfaßt, dürfte sich das erstrebte Ziel erreichen lassen, doch ist es Bedingung hierfür, daß sich die verschiedenen Gesellschaften hierbei zu einer Art „Trust" vereinigen.

Die diesem Vorschlage zu Grunde liegende Idee ist nicht im vornhinein abzuweisen, wenn man sich auch mit der Art und Weise der Zusammenstellung der Einrichtung nicht in allem einverstanden erklären kann. Ein solcher „Trust" dürfte jedoch nur ein technischer sein und zu keinem kommerziellen ausarten, da hierdurch Verbesserungen, und solche sind nicht nur nicht ausgeschlossen, sondern im Gegenteile sehr wahrscheinlich, baldigst ein Riegel vorgeschoben würde, indem alle außer der Verbindung stehenden Erfinder der Uebermacht des Kapitals schutzlos preisgegeben wären.

H. Vergleichende Zusammenstellung der verschiedenen Anordnungen für drahtlose Telegraphie [1]).

Unterzieht man, ohne auf die Einzelheiten der verschiedenen Systeme der drahtlosen Telegraphie einzugehen, die Einrichtungen nur in Bezug auf die allgemeinen Grundlagen einem Vergleiche, so ergibt sich, daß im großen und ganzen eigentlich nur wenige Systeme bestehen, was ja erklärlich ist, da die maßgebenden Grundgesetze, die jetzt zum großen Teile voll erkannt sind, sozusagen zu einer prinzipiell einheitlichen Ausgestaltung führen.

[1]) Unter Benutzung eines Aufsatzes von Capitaine Ferriée; E. E., Bd. 38 Nr. 11.

Es sollen im nachstehenden sohin in Form einer kurzen vergleichenden Zusammenstellung die verschiedenen Anordnungen nur insoweit besprochen werden, als es sich um die allgemeinen Grundlagen des Aufbaues handelt. Diese Grundlagen sind allerdings bereits in den vorhergegangenen Beschreibungen von Fall zu Fall vorgeführt, doch fehlt in diesen die Nebeneinanderstellung, so daß diese Wiederholung gerechtfertigt erscheint.

Da die Entsendung der Signale von deren Empfang und umgekehrt gänzlich unabhängig ist, lassen sich die gefundenen Lösungen für das eine wie für das andere gesondert behandeln.

Auf die Einrichtungen für die Entsendung übergehend, ist vorerst zu bemerken, daß für die Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen dermalen nur ein Mittel bekannt ist und zwar die Funkenentladung. Die auf diese Weise erzeugten elektrischen Schwingungen dämpfen sich mehr oder minder rasch ab, wogegen für die Erzielung einer guten Resonanz möglichst ungedämpfte Schwingungen erzielt werden sollen. Trotz der vielseitigen Bemühungen ist es jedoch bisher nicht gelungen, diese Aufgabe in einer praktisch brauchbaren Weise zu lösen, so daß eben dermalen noch immer mit mehr oder minder gedämpften Schwingungen gearbeitet werden muß, sohin in Bezug auf die Erregung der Schwingungen bei allen bekannten in praktischer Anwendung befindlichen Systemen keine prinzipiellen Unterschiede zu verzeichnen sind.

Es kann sich daher nur darum handeln, in welcher Weise diese Schwingungen auf das Sendegebilde, welches die ihm auf diese Weise zugeführte Energie in Form elektromagnetischer Wellen ausstrahlt, übertragen werden. Diesbezüglich sind nun drei verschiedene Formen der Erregung des Luftdrahtes zu verzeichnen und zwar:

die direkte Erregung;

die indirekte Erregung durch Induktion;

die indirekte Erregung durch Abzweigung (aufgezwungene Schwingungen).

1. Direkte Erregung. Bei der direkten Erregung ist der Luftdraht L (Fig. 200) als der eine Belag eines Kondensators zu betrachten, dessen zweiten Belag die Erde E bildet. Die Ladung dieses Kondensators erfolgt durch Verbindung dieser beiden Belegungen mit einer Energiequelle von hohem Potential J unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke f zwischen diesen beiden Belegungen. Es ist dies die ursprüngliche Anordnung von Marconi.

Die durch die Funkenentladung erzeugten Schwingungen sind



sehr stark gedämpft und ist die Energie der ersten Schwingung gegenüber der folgenden um so vieles größer, daß sie in Wirklichkeit einzig und allein zur Wirkung gelangt, und ist sonach die Gesamtwirkung mehr einem Schusse zu vergleichen.

Als Energiequelle dient zumeist ein Ruhmkorff, da die Sekundäre eines die Spannung erhöhenden Transformators für Wechselstrom nicht verwendet werden kann, indem die Spannung des Ladestromes bei großer Stromstärke trotz der raschen Energieausstrahlung eine begrenzte ist und sich wegen der geringen Kapazität des durch das Sendegebilde und Erde dargestellten Kondensators über die Funken-

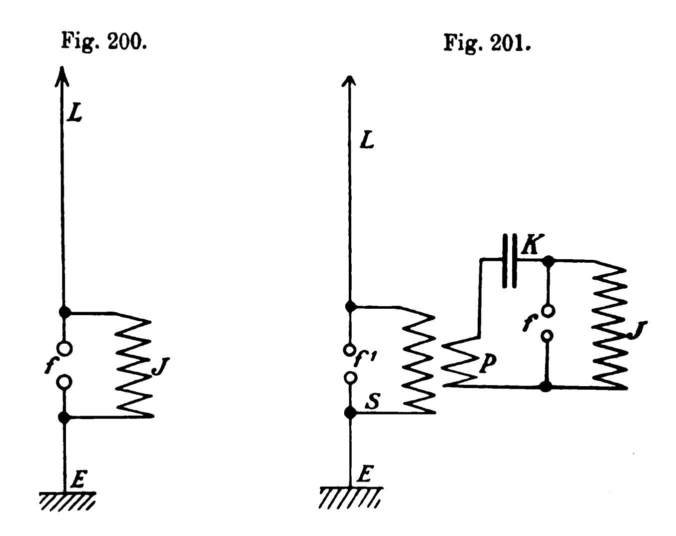


Fig. 200. Fig. 201.

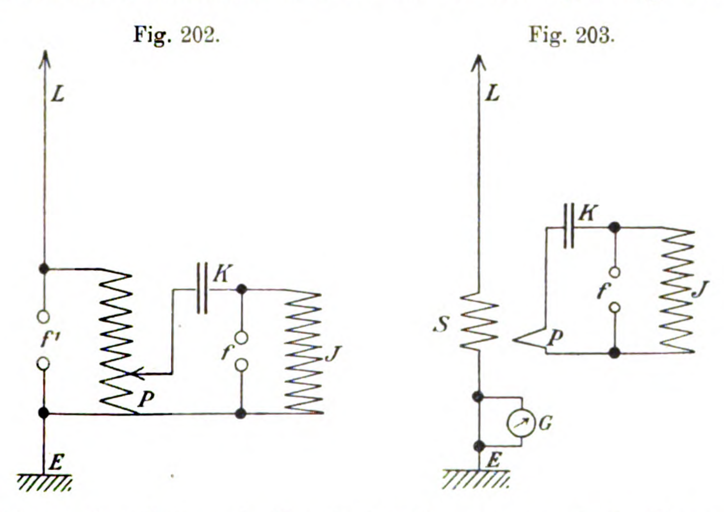
strecke an Stelle der disruptiven Entladung leicht ein Lichtbogen bildet.

Die Erregung des Sendegebildes läßt sich jedoch durch Transformation eines Wechselstromes von großer Spannung und geringer Stromstärke in einen solchen von geringer Spannung und großer Stromstärke bewerkstelligen.

Zu diesem Zwecke schaltet man, wie dies Fig. 201 zeigt, in den Stromkreis der Sekundären J eines gewöhnlichen Oszillators eine der Frequenz des Wechselstromes entsprechende Kapazität K, sowie die Primäre P eines Teslatransformators und zweigt an geeigneter Stelle eine Funkenstrecke f ab. Die Sekundäre S des Teslatransformators ist einesteils mit dem Luftdraht L, andernteils mit der Erde E verbunden und zwischen beiden eine Funkenstrecke f^1 angeordnet. Die Windungszahl in P und S wird so bemessen, daß bei f^1 die kräftigsten Funken

überspringen. Diese Anordnung kann auch nach der Oudinschen Schaltung (Fig. 202) getroffen werden, die wohl keiner näheren Erklärung bedarf. In beiden Fällen wird eine kräftige Energieausstrahlung erzielt, aber die Schwingungen dämpfen sich sehr rasch ab. Daß hier eine direkte und keine indirekte Erregung vorliegt, ergibt sich daraus, daß die Erregung der Schwingungen sich im Sendekreis selbst vollzieht, indem der bei f^1 überspringende Funke die Schwingungen hervorruft. In diesem Falle schwingt der Luftdraht immer in einer Viertelwellenlänge und entsteht sohin an der Erdungsstelle ein Bauch der Stromstärke und ein Knoten der Spannung und um-

Fig. 202. Fig. 203.



gekehrt an der Spitze ein Bauch der Spannung und ein Knoten der Intensität.

2. **Indirekte Erregung.** Bei der indirekten Erregung werden die Schwingungen in einem in sich geschlossenen Kreise erregt und auf den Sendedraht induktiv übertragen.

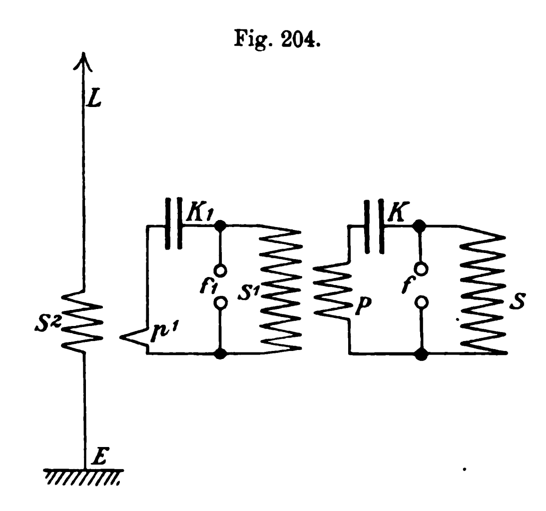
Bei Verwendung eines Induktoriums als Energiequelle von hoher Spannung wird, wie dies Fig. 203 darstellt, der Erregerkreis in Abzweigung zur Sekundären des Induktoriums J geschaltet und aus der Funkenstrecke f einer Kapazität K und der Primären p eines Teslatransformators zusammengesetzt. Die Sekundäre S dieses Transformators ist an geeigneter Stelle in den Luftdraht L, welcher geerdet ist, eingesetzt (Anordnung von Braun).

Um einen guten Wirkungsgrad zu erzielen, muß die Schwingungsperiode des Erregerkreises mit jener des Sendekreises in Uebereinstimmung gebracht werden. Man gelangt hier in der folgenden

Weise zum Ziele. Zwischen der Sekundären S und der Erde E des Luftdrahtes wird ein Hitzdrahtampèremeter G eingeschaltet. Nun wird fortschreitend entweder die Kapazität oder die Selbstinduktion eines der beiden Kreise so lange geändert, bis man einen maximalen Ausschlag am Hitzdrahtinstrument erhält. Ist dieser Punkt gefunden, so ist auch die Uebereinstimmung hergestellt.

Die Erfahrung hat hier gezeigt, daß es von Vorteil ist, nur eine sehr kleine Anzahl von Windungen für die Primäre und Sekundäre des Teslatransformators zu nehmen, und zwar umsoweniger, je geringer die Höhe des Luftdrahtes ist. Um die beiden Kreise in Uebereinstimmung zu bringen, empfiehlt es sich, vorerst durch Aenderung der Kapazität des Schwingungskreises eine annähernde Uebereinstimmung zu erzielen und sodann die genaue Uebereinstimmung durch entsprechende Aenderung der Windungszahlen der Sekundären S herbeizuführen.

Fig. 204.

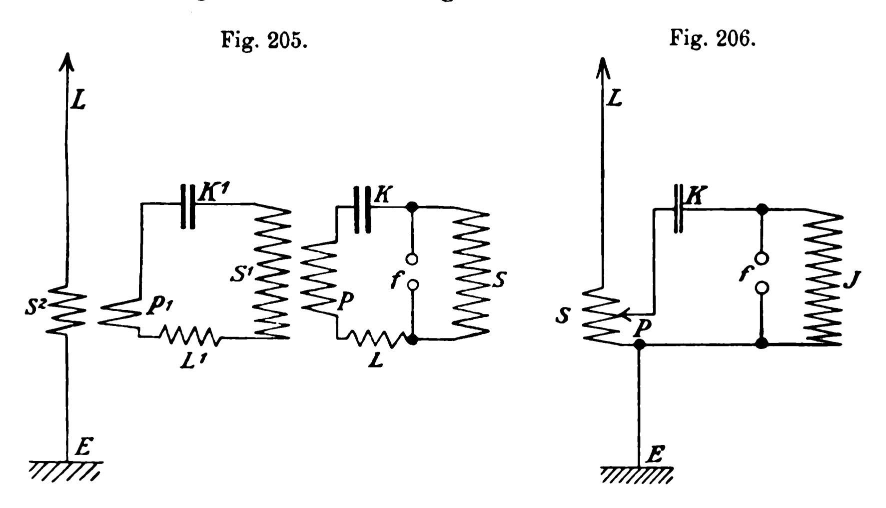


Die auf diese Weise entsendeten Schwingungen sind weit weniger gedämpft als jene der direkten Erregung.

Die gleiche Anordnung gelangt ebenfalls zur Anwendung, wenn als Erregerquelle statt eines Induktoriums ein Wechselstromtransformator benützt wird. In diesem Falle ist aber, wie dies Marconi anwendet, eine doppelte Transformation (Fig. 204) zu empfehlen. Die Energie der Sekundären S des Transformators wird zum Laden eines Kondensators K von großer Kapazität, dessen Wert so bestimmt wird, daß der Kreis in Resonanz mit S ist, ausgenützt. Dieser Kondensator entladet sich über die Funkenstrecke f und ruft in dem

ganzen Kreise Schwingungen hervor, die durch die Primäre p des Teslatransformators auf die Sekundäre S^1 des zweiten in ganz ähnlicher Weise ausgestatteten Schwingungskreises übertragen werden. Der Kondensator K^1, dessen Kapazität so gewählt wird, daß die in diesem Kreise erregten Schwingungen sich mit der Eigenschwingungsperiode des Luftdrahtes in Uebereinstimmung befinden, entladet sich über die Funkenstrecke f^1. Die hierdurch erregten Schwingungen werden mittels des zweiten Teslatransformators auf den Luftdraht übertragen. Die Regulierung dieses Kreises erfolgt in der Weise, daß durch entsprechende Aenderung der Windungszahlen von pS^1 in

Fig. 205. Fig. 206.



der Funkenstrecke f^1 ein Funke von maximaler Intensität erhalten wird. Die auf diese Weise erhaltenen Schwingungen sind sehr wenig gedämpft.

Auch eine drei- und mehrfache Transformation wurde, um reine Schwingungen zu erhalten, angewendet. In diesem Falle werden jedoch die Schwingungen (Fig. 205) nur in einem Kreise erzeugt und ebenso wie dies bei der Uebertragung auf den Luftdraht geschieht, von Kreis zu Kreis übertragen (Stone).

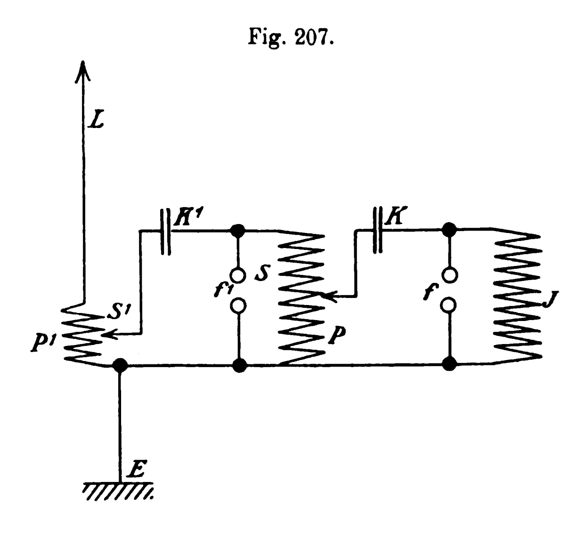
Bei allen diesen Einrichtungen für induktive Uebertragung läßt sich der Wirkungsgrad erhöhen, wenn man mehrere Teslatransformatoren in einem Schwingungskreis parallel schaltet und statt eines Kondensators mehrere Kondensatoren gleicher Kapazität verwendet, deren je einer auf die Primäre eines der Transformatoren wirkt.

Die Schwingungsperiode des Luftdrahtes ist im Falle der induktiven Uebertragung durch die Gesamtlänge des Drahtes von der Spitze

bis zur Erde einschließlich der Windungen der Sekundären des Transformators gegeben. Die Gesamtheit des Drahtes schwingt in einer Viertelwellenlänge, so daß sich auch hier am Boden ein Bauch der Stromstärke und an der Spitze ein solcher der Spannung ausbildet. Infolgedessen soll die Sekundäre so viel als möglich an den unteren Teil des Luftdrahtes angeschlossen werden, da die Versuche gezeigt haben, daß es für die Ausstrahlung von Vorteil ist, wenn dem Luftdrahte am oberen Teile die größtmöglichste Strommenge zugeführt wird.

3. Indirekte Erregung durch Abzweigung. Bei dieser Art der Erregung wird der Luftdraht ebenfalls geerdet und gleich-

Fig. 207.



zeitig in Abzweigung mit einem in sich geschlossenen Schwingungskreise verbunden. Die Schaltung kann hierbei sowohl nach der in Fig. 206 als auch nach der in Fig. 207 gegebenen Anordnung erfolgen, wobei die Anordnung Fig. 206 die Analogie für die induktive Uebertragung nach Fig. 203 und die der Fig. 207 die Analogie nach Fig. 204 darstellt.

Die indirekte Erregung hat ebenso wie die induktive Erregung den Nachteil, daß in dem Luftdrahte zweierlei Schwingungen von verschiedener Periode entstehen, deren eine durch den eigentlichen Schwingungskreis aufgezwungen wird, wogegen die zweite der Eigenschwingungsperiode des eigentlichen Sendekreises entspricht. Diese beiden Perioden sind sehr stark unterschieden, so daß man den Empfänger nur auf eine dieser Schwingungen abzustimmen vermag, sohin die durch die zweite Schwingung ausgestrahlte Energie verloren geht.

Allerdings ließe sich dies durch Anordnung einer regulierbaren Kapazität im Sendekreis, wie dies von Lodge und Muirhead durchgeführt wurde, beseitigen, wodurch die Eigenschwingungsperiode des Sendedrahtes mit jener der aufgezwungenen Schwingung in Einklang gebracht werden kann, doch hat dies bis jetzt keine praktische Verwertung gefunden, da bei der induktiven Uebertragung dieser Nachteil weniger in Betracht kommt, diese sohin vorgezogen wird.

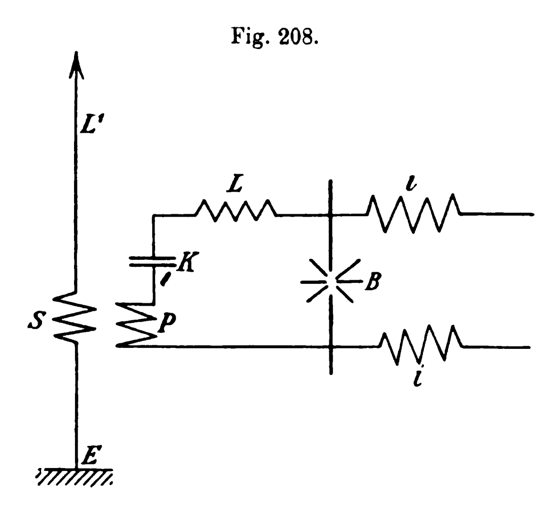
Es läßt sich auch bei der induktiven Erregung durch Abzweigung die Kapazität unterteilen, indem man jeden Teil auf eine der Uebertragungswindungen wirken läßt, die dann in Reihe geschaltet werden. Die mit diesen Arten der Schaltungen erhaltenen Schwingungen sind ebenfalls schwach gedämpfte Schwingungen.

Ungedämpfte Schwingungen. Alle auf den vorbeschriebenen Wegen erreichbaren Schwingungen sind mehr oder minder gedämpft. Die Bedingungen für eine vollkommene Resonanz sind hierdurch nicht erfüllt und fehlte es daher nicht an Bemühungen, die Dämpfung vollkommen zu unterdrücken, und zwar in der Weise, daß man an Stelle einer Funkenstrecke einen elektrischen Lichtbogen, vornehmlich den der Quecksilberdampflampe von Cooper Hewitt, zu benützen suchte, um damit eine dem singenden Flammenbogen ähnliche Erscheinung, aber von einem vielfach kleineren Schwingungsbogen zu erreichen. Diesbezügliche Versuche wurden von Reich und Simon, Dudell, de Valbreuze, sowie von Hewitt durchgeführt, doch konnte ein praktisches Ergebnis bisher noch nicht erzielt werden. Man erhält zwar auf diese Weise vollkommen gleichmäßige Schwingungen von einer ausgesprochen gleichen Periode, allein die Energie, welche hier zur Anwendung gebracht werden kann, ist eng begrenzt, da sowohl die Ladungsspannung als auch die Kapazität nur sehr klein sein können. Die eine ist durch die Spannung des Lichtbogens, die andere durch die Notwendigkeit, die Resonanz mit dem Luftdrahte zu erzielen, bestimmt.

Die Uebertragung auf den Luftdraht kann in einer der drei vorgehend besprochenen Weisen erfolgen. Fig. 208 gibt ein Beispiel der Anordnung mit induktiver Uebertragung auf den Luftdraht. Der eigentliche Schwingungskreis wird durch den Lichtbogen B, die Selbstinduktion L, die Kapazität K und die Primäre P eines Teslatransformators gebildet. Der Lichtbogen wird durch Gleichstrom, welcher die beiden Selbstinduktionen i und i^1 durchfließt, aufrecht erhalten. Die Sekundäre S des Transformators steht mit dem Luftdrahte L^1 und der Erde E in Verbindung.

Hiermit erscheinen die verschiedenen Methoden zur Erregung von Schwingungen und Entsendung von elektromagnetischen Wellen, insofern es sich um deren prinzipielle Grundlagen, ohne auf die einzelnen Details der Ausgestaltung einzugehen, handelt, ausreichend gekennzeichnet. Die Art und Weise, wie Anders Bull die Geheimhaltung der Nachrichten durch mechanische Einrichtungen zu sichern bestrebt ist, hat eigentlich mit der Art und Weise der Erzeugung und Entsendung elektromagnetischer Wellen nichts zu schaffen und kann somit, trotz der ingeniösen Lösung, hier umsomehr übergangen werden, als die Einzelheiten dieser Einrichtungen in „Die Fortschritte auf dem

Fig. 208.



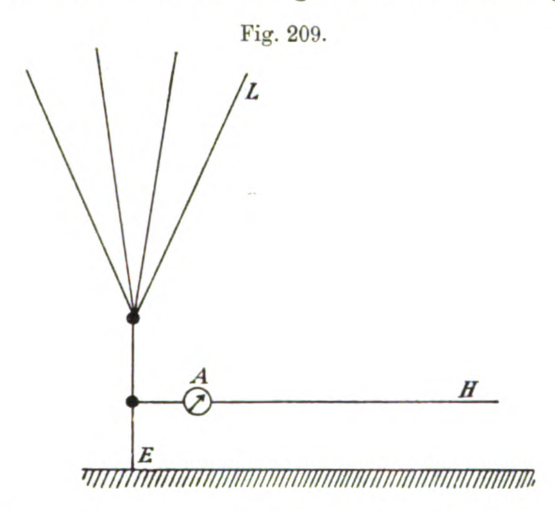
Gebiete der drahtlosen Telegraphie“ Bd. V d. S. bereits eingehend beschrieben wurden.

Empfangseinrichtungen. Der Empfang, der von irgend einer Stelle mit irgendwelchen der beschriebenen Einrichtungen entsendeten Signale, erfolgt gleichfalls durch einen Luftdraht (Empfangsdraht), dessen Eigenschwingungsperiode möglichst mit der Schwingungsperiode der einlangenden Wellen in Einklang zu bringen ist. Die einfachste Methode ist, hier zwei vollkommen gleichartige Drähte für die Entsendung und den Empfang zu verwenden. Da aber diese Gleichartigkeit aus praktischen Gründen nicht immer erreicht werden kann, ist man gezwungen, die Form der einen entsprechend zu ändern, um die gleiche Periode zu erhalten. Um die Periode eines Luftdrahtes zu messen, genügt es, diesen Draht durch direkte Erregung in kräftiges elektrisches Schwingen zu versetzen und die Frequenz der auf diese Weise erhaltenen Schwingungen zu bestimmen. Diese Messung kann

auf verschiedene Weise entweder mittelbar oder unmittelbar durchgeführt werden. Die einfachste besteht darin, daß man (Fig. 209) nahe am Boden von dem Luftdrahte einen horizontalen Draht so abzweigt, daß er sich in immer gleichem Abstande vom Boden befindet. In diesen Draht wird ein Hitzdrahtampèremeter eingeschaltet. Die Länge dieses Abzweigdrahtes wird nun gleichmäßig fortschreitend so lange verändert, bis das Hitzdrahtinstrument einen maximalen Ausschlag zeigt. Die Länge des Drahtes ist dann einem Viertel Länge der der Eigenschwingungsperiode des Luftdrahtes entsprechenden Wellen.

Um die beiden Luftdrähte in Uebereinstimmung oder Resonanz zu bringen, wird die Form und Länge der Drähte so lange verändert,

Fig. 209.



bis deren Eigenschwingung einem Viertel der gesuchten Wellenlänge entspricht.

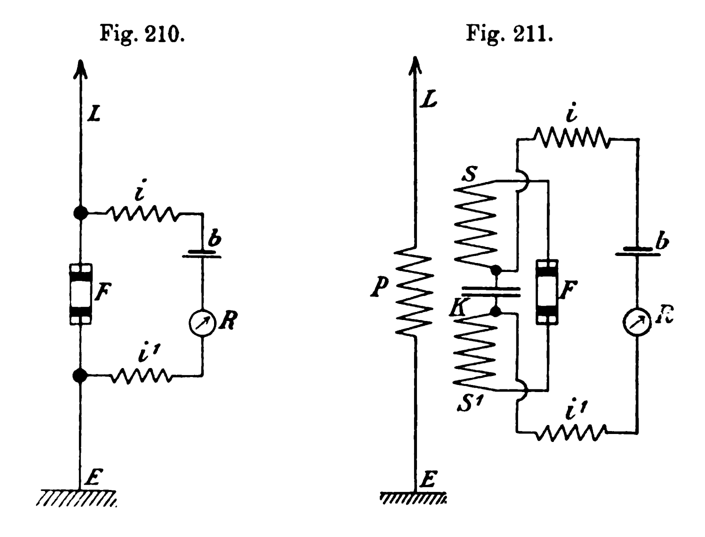
Für die Anzeige der einlangenden Wellen bezw. des Vorhandenseins von elektrischen Schwingungen im Luftdrahte können die verschiedenartigsten Wellenanzeiger zur Anwendung gelangen, doch wird an dieser Stelle, weil anderweitig schon erläutert, auf ein näheres Eingehen verzichtet und nur deren allgemeines Verhalten kurz gekennzeichnet.

Die eine Art der Wellenanzeiger spricht nur auf stoßweise Aenderungen der Energie an, es wirkt sonach nur ein Spannungsstoß auf sie ein. Es sind dies die gewöhnlichen Fritter. Bei ihnen gelangt nur der erste Wellenstoß zur Wirkung, während die folgenden Wellenstöße ohne Wirkung verbleiben. Sonach eignen sich diese Wellenanzeiger nur wenig für eine abgestimmte Telegraphie.

Die sogen. integrierenden Wellenanzeiger sind hingegen nur für die Intensität der Schwingungen empfindlich. In ihnen summieren sich die Wirkungen der einzelnen Schwingungen und eignen sie sich daher für die abgestimmte Funkentelegraphie umsomehr viel besser, als sie auch viel empfindlicher sind als die mit dem Namen „Fritter" belegten Wellenanzeiger. Zu diesen Wellenanzeigern sind die bolometrischen, elektrolytischen und auf Hysteresiswirkung beruhenden Wellenanzeiger zu rechnen. Die Anordnungen, bei welchen Fritter als Wellenanzeiger zur Anwendung gelangen können, lassen sich in vier Klassen einteilen und zwar

1. Direkte Einwirkung,
2. Indirekte Einwirkung durch Induktion,
3. Indirekte Einwirkung durch Abzweigung,
4. Gemischte indirekte Einwirkung (Induktion und Abzweigung kombiniert).

Direkte Einwirkung. Bei der direkten Einwirkung ist der Fritter F (Fig. 210) direkt zwischen den Luftdraht L und die Erde E geschaltet. Der Empfangskreis mit der Lokalbatterie b, dem Relais R



und den beiden induktiven Vorschaltwiderständen i und i[1] befindet sich in Abzweigung zum Fritter. Der Luftdraht läßt sich bei dieser Anordnung als vollkommen isoliert ansehen, da er auf der einen Seite in den Fritter endet, welcher im nichterregten Zustand praktisch einen unendlichen Widerstand besitzt und auf der anderen Seite die induktiven Vorschaltwiderstände i, i[1] infolge ihrer Impedanz die Schwin-

gungen vollkommen absperren. Der Luftdraht schwingt demnach in einer halben Wellenlänge und tritt das Maximum der Spannung an seinen beiden Enden auf, d. s. in diesem Falle die Spitze und der Verbindungspunkt mit dem Fritter. Der Fritter wird durch die an dessen Enden auftretenden Spannungsänderungen leitend und ist demnach am richtigen Platze. Um jedoch in diesem Falle ein Maximum der Wirkung zu erhalten, muß der Empfangsdraht die doppelte Eigenschwingungsperiode wie der Sendedraht haben, da letzterer nur in einer Viertelwellenlänge schwingt. Dies ist nun insofern ein Nachteil, als jede Station zwei verschiedene Luftdrähte haben muß, deren einer für die Sendung, der andere für den Empfang dient.

Indirekte Einwirkung durch Induktion. Bei Anwendung dieses Prinzipes werden die durch die Welleneinwirkung im Empfangsdraht erregten Schwingungen in der Weise transformiert, daß die zwei Elektroden des Fritters erhöhten Spannungen entgegengesetzten Sinnes unterworfen werden. Die Primäre des Transformators wird demnach zwischen Luftdraht und Erde und zwar möglichst nahe zu letzterer geschaltet, weil dies der Punkt ist, an welchem die Schwingungen das Maximum ihrer Intensität haben.

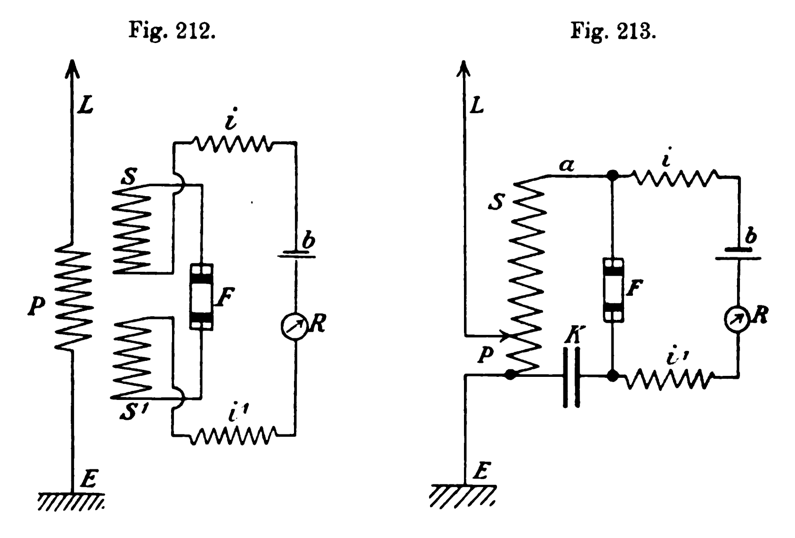
Eine Lösung dieser Aufgabe besteht darin, die Sekundäre des Transformators in zwei gleiche Hälften $S S^1$ (Fig. 211) zu teilen, deren innere Enden mit dem Kondensator K zu verbinden und deren äußere Enden zu den beiden Elektroden des Fritters F zu führen. Der eigentliche Empfangskreis mit der Batterie b, dem Relais R und den induktiven Vorschaltwiderständen i, i^1 zweigt von den inneren Enden der geteilten Sekundärspule ab. Es entsteht auf diese Weise ein Hertzscher Resonator, dessen Unterbrechungsstelle durch den Fritter ersetzt wird. Sobald dieser Resonator, der durch die Verbindung $F S K S^1$ hergestellt ist, durch Induktion von der Primären P des Transformators in Schwingungen versetzt wird, erhält die halbe stationäre Welle, welche hierdurch entsteht, zwei gleiche Spannungsmaxima entgegengesetzten Vorzeichens an den beiden Elektroden des Fritters. Um den besten Wirkungsgrad zu erzielen, muß dieser Resonator mit dem Luftdrahte, welcher vorher mit jenem der Sendestation in Uebereinstimmung gebracht wurde, abgestimmt werden, wobei es genügt, den beiden Sekundärspulen $S S^1$ eine entsprechende Länge zu geben.

Aber auch der Kondensator K kann, wie dies die Anordnung (Fig. 212) darstellt, entbehrt werden. Der Fritter ist in diesem Falle der Einwirkung von zwei getrennten Schwingungskreisen F S i und $F S^1 i^1$ ausgesetzt, deren jeder an dem einen Ende von F nach der

vorstehend gegebenen Erklärung isoliert ist. Auch an dem anderen Ende ist jeder dieser Schwingungskreise durch die beiden Selbstinduktionen i und i^1 als abgeschlossen zu betrachten. Die durch die Primäre P in einer der Sekundären erregten Schwingungen reflektieren sich bei F und es bildet sich dort ein Bauch der Spannung aus. Der Fritter ist sonach an seinen Enden von zwei gleichen Spannungen, jedoch entgegengesetzten Vorzeichens getroffen, was durch die Windungsrichtung der beiden Sekundärspulen bewirkt wird.

Die Regulierung der Länge der beiden Spulen S und S^1 ist in diesem Falle nur von einer mehr oder minder untergeordneten Bedeutung, da, wie das Experiment erwiesen hat, ein und derselbe Trans-

Fig. 212. Fig. 213.



formator für Wellenlängen von 100 bis 1000 m fast gleich gute Wirkungen aufweist.

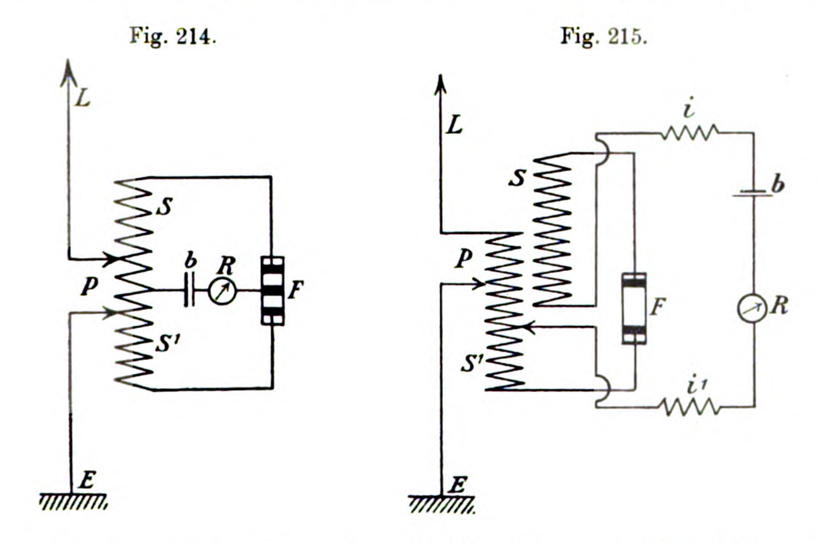
Es ist aus diesem Grunde beinahe unmöglich, die Empfangsstelle gegen die Einwirkung von Wellen zu schützen, welche nicht für sie bestimmt sind.

Indirekte Wirkung durch Abzweigung. Jeder Leiter, welcher von einem schwingenden Kreise abzweigt, wird gleichzeitig der Sitz einer schwingenden Bewegung, deren Amplitude dann ein Maximum wird, wenn die Eigenschwingungsperiode dieses Leiters mit der des schwingenden Kreises übereinstimmt.

In Anwendung dieser Tatsache für den Empfang von Signalen durch elektrische Wellen schaltet man in den Luftdraht L (Fig. 213) eine Windung P eines Solenoides S ein, dessen freies Ende mit der

einen Elektrode des Fritters in Verbindung steht, während die andere Elektrode über einen Kondensator K mit der Erde verbunden ist. Sobald der Luftdraht unter der Einwirkung elektromagnetischer Wellen in Schwingungen gerät, nimmt auch das in Abzweigung angeschaltete Solenoid an diesen Schwingungen teil. Um nun eine maximale Einwirkung auf den Fritter zu erreichen, ist es notwendig, daß die stationäre Welle, welche zwischen S und i entsteht, einen Spannungsbauch bei a aufweist, zu welchem Zwecke die Elemente der Spule S mit Sorgfalt gewählt werden müssen.

Statt nur eine Elektrode des Fritters der durch die Schwingungen erzeugten Spannung auszusetzen, kann man die in Fig. 214 dargestellte



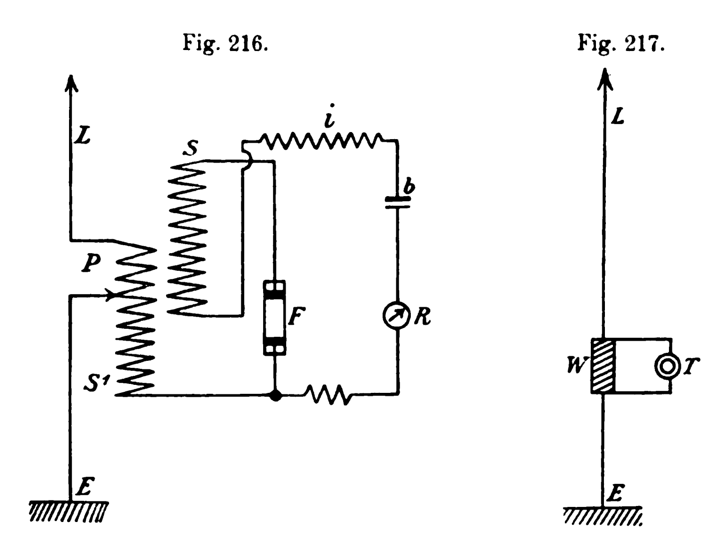
Anordnung treffen, durch welche die Einwirkung auf den Fritter eine symmetrische wird und bei welcher von der Verwendung eines Kondensators Umgang genommen werden kann. Der Fritter F hat in diesem Falle drei Elektroden, deren beide äußere an die Enden des Solenoides angeschlossen werden, während die mittlere über das Empfangsrelais R und die Ortsbatterie b mit dem Mittelpunkte dieses Solenoides in Verbindung steht.

Bei allen diesen Empfangsschaltungen mit Abzweigung liegt die Notwendigkeit einer genauen Regulierung auf Uebereinstimmung vor, um die beste Wirkung zu erreichen, doch scheint hier diese Wirkung nicht so scharf ausgesprochen zu sein wie bei der induktiven Uebertragung.

Gemischte indirekte Wirkung (Induktion und Ab-

zweigung kombiniert). Die Vorteile der induktiven und der durch Anschaltung im Nebenschlusse erzielbaren indirekten Uebertragung lassen sich auch vereinigen und gibt es hierfür zwei verschiedene Wege. Die diesbezüglichen Anordnungen sind in den Fig. 215 und 216 schematisch vorgeführt. An die Primärspule P ist eine zweite Spule S^1 in Abzweigung angeschaltet, und werden sohin in dieser Spule aufgezwungene Schwingungen erregt, wenn der äußere Schwingungskreis L P E durch einlangende elektromagnetische Wellen in Schwingung versetzt wird. Da diese Spule an die eine Elektrode des Fritters anliegt, so wirkt die in diesem Kreise erregte Spannung auf ihn ein. Die zweite Elektrode steht nun mit der Spule S in Ver-

Fig. 216. Fig. 217.



bindung, welche von der Primären P induktiv erregt wird. Ein Uebergreifen der Schwingungen auf den eigentlichen Empfangskreis wird durch die vorgeschalteten induktiven Widerstände i und i^1 hintangehalten.

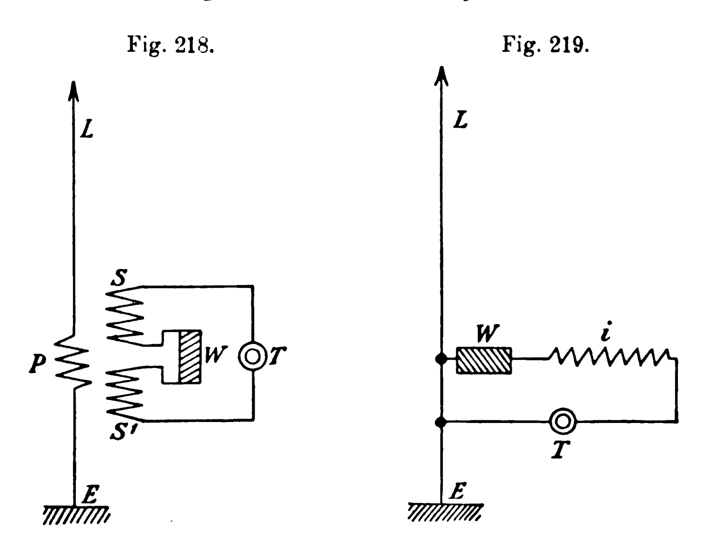
Bei der in Fig. 215 gegebenen Anordnung soll keine vollkommene Uebereinstimmung erforderlich sein, wogegen die Anordnung Fig. 216 nur bei vollkommener Uebereinstimmung das Maximum der Wirkung erreichen läßt.

Schaltung der Einrichtungen unter Anwendung der integrierenden Wellenanzeiger. Bei Verwendung der integrierenden Wellenanzeiger scheint die Anordnung der direkten Einwirkung am vorteilhaftesten zu sein, da diese Instrumente die Wirkungen summieren und nur auf Intensität ansprechen, die in dem unteren Teile

des Luftdrahtes am kräftigsten zur Wirkung gelangt. Es genügt in diesem Falle, den Empfangsdraht mit der Entsendung in Einklang zu bringen, um die kräftigste Wirkung zu erhalten. Will man die wahlweise Wirkung verstärken, so läßt sich die induktive Uebertragung, sei es durch reine Induktion, sei es durch aufgezwungene Schwingungen, in gleicher Weise wie bei den gewöhnlichen Frittern anwenden, doch geht hierbei immer ein Teil der aufgenommenen Energie verloren.

Die Fig. 217 bis 219 zeigen die diesbezüglichen Schaltungsanordnungen, in welchen der Wellenanzeiger mit W und das eigentliche Empfangsinstrument mit T bezeichnet ist, während für alle anderen Teile die vorhergewählten Bezeichnungen beibehalten erscheinen.

Fig. 218. Fig. 219.



Bei Verwendung dieser Gattung von Wellenanzeigern, die sich durch große Empfindlichkeit auszeichnen, ist es bis jetzt jedoch nicht möglich, die einlangenden Zeichen mittels Hilfe eines Relais schriftlich niederzulegen und gelangt sonach für die Aufnahme ein Telephon oder ein sonstiges geeignetes Empfangsinstrument zur Verwendung.

Wahl der Schaltung für die Uebertragung und den Empfang. Die Wahl der Schaltungsanordnung für die Sendung und den Empfang hängt vielfach von den gegebenen Verhältnissen ab. Verfügt man nur über eine begrenzte Energiemenge und kommt es nicht darauf an, daß die entsendeten Wellen auch Nachbarstationen zum Ansprechen bringen können, sowie daß diese Stationen die Empfangsstationen zu stören vermögen, so ist die direkte Erregung des Senders unter Anwendung eines Induktionsapparates als Energiequelle,

sowie die Schaltung der Empfangsstelle mit induktiver oder gemischter Uebertragung unter Anwendung eines Fritters von Vorteil, weil hierdurch die aufgewendete Energiemenge am kräftigsten zur Wirkung gelangt.

Bei Erregung des Fritters durch induktive Uebertragung mittels Abzweigung verliert man unter sonst gleichen Bedingungen zwar etwas an Tragweite, schützt aber den Empfänger besser durch von außen kommende Störungen.

Will man die Störungsmöglichkeit der Empfangsstelle noch weiter herabdrücken und gleichzeitig die Beeinflussung der Nachbarstation von der Sendestation tunlichst unterbinden, so ist der Uebertragung mit indirekter Erregung des Luftdrahtes durch Induktion der Vorzug zu geben. Hierdurch wird aber bei der gleichen Menge verausgabter Energie die Tragweite noch wesentlich verkürzt.

In Wirklichkeit ist der hierdurch erreichte Schutz ein sehr geringer und erweist sich nur dann gut wirksam, wenn die von den einzelnen Sendestellen entsendeten Wellen von sehr verschiedenen Längen sind.

Bei Verwendung von integrierenden Wellenanzeigern läßt sich dieser Schutz gegen wechselseitige Beeinflussung wesentlich vergrößern, doch ist bei diesen der Nachteil vorhanden, daß die Zeichen weder schriftlich niedergelegt werden können, noch die Aufforderung zur Eröffnung einer Verständigung mittels einer Anrufvorrichtung vermittelt werden kann. Diese lassen sich sohin nur dort verwenden, wo die Empfangseinrichtungen einer fortwährenden Ueberwachung unterliegen. Allerdings soll wie bei den Wellenanzeigern von Ewing und Walter, Peuckert und King eine schriftliche Wiedergabe der Zeichen möglich sein, doch fehlen über das Wirken dieser Wellenanzeiger noch ausreichende praktische Erfahrungen.

Eine wirkliche Geheimhaltung der Nachrichten auf dem Wege der gegenseitigen Abstimmung könnte nur dann erreicht werden, wenn das Resonanzprinzip voll zur Ausnützung gelangen würde. Dies aber erfordert die Entsendung fortlaufender ungedämpfter Wellenzüge, was zu erreichen bisher noch nicht vollständig gelungen ist.

Die Unmöglichkeit der Geheimhaltung der Nachrichten auf direktem Wege ist, da die Nachrichtenvermittlung dermalen dank den fortschreitenden Verbesserungen in der Einzelausgestaltung allen billigen Anforderungen Rechnung trägt, anscheinend ein großer Nachteil der drahtlosen Telegraphie. Für das eigentliche Wirkungsgebiet dieser Art der Einrichtungen ist dies aber eher als ein Vorteil zu betrachten,

da hierdurch die Möglichkeit gegeben wird, Nachrichten mit unbekannten Stationen auszutauschen, ohne Rücksicht, mit welcher Einrichtung für drahtlose Telegraphie die betreffende Empfangs- bezw. Sendestelle ausgerüstet ist.

Das Hauptanwendungsgebiet der drahtlosen Telegraphie liegt naturgemäß auf dem offenen Meere und den Meeresküsten, sowie zu Lande für militärische Zwecke. Im ersteren Falle ist die Geheimhaltung nur in den seltensten Fällen ein Bedürfnis, welchem allenfalls durch Anwendung eines Geheimkodex Rechnung getragen werden kann. Bei militärischen Anlagen ist die Tragweite der Einrichtungen zumeist eine so geringe, daß ein Ablesen der Nachrichten von unbefugter Seite kaum anzunehmen ist. Daß hier ein Geheimkodex stets zur Benützung gelangen wird, steht jedoch außer allem Zweifel.

Eine Störungsfreiheit zu erzielen ist bisher jedoch noch nicht gelungen und ist dies wohl die größte Schattenseite dieser Vermittlungsart. Anders Bull ist es jedoch durch seine mechanische Regelung der Zeichenintervalle gelungen, sowohl in Bezug auf Geheimhaltung und Störungsfreiheit dem erstrebten Ziele sehr nahe zu kommen und soll insbesondere die Erprobung seiner Einrichtung bei der nordamerikanischen Kriegsmarine, trotzdem mit unvollkommenen Apparaten gearbeitet wurde, sehr zufriedenstellende Ergebnisse geliefert haben.

In Zusammenfassung der Vor- und Nachteile der drahtlosen Telegraphie gelangt man zu dem Schlusse, daß sie ein sehr wertvolles Verständigungsmittel ist, daß sie jedoch nur unter ganz bestimmten Bedingungen bessere Dienste zu leisten vermag als ihre Vorgänger, sie daher auch aller Voraussicht nach niemals verdrängen wird.

I. Drahtlose Telephonie und sonstige Verwertungen der Wellenentsendung.

Hugo Moslers Vorschlag, den singenden Lichtbogen als Unterbrecher zu verwenden[1]. In einem parallel zu einem Lichtbogen geschalteten Stromkreise, der Kapazität und Selbstinduktion enthält, entsteht ein Wechselstrom von verhältnismäßig großer Intensität und außerordentlich hoher Frequenz von ca. 8000 Wechsel. Eine derartige Anordnung läßt sich als Unterbrecher für Induktorien benützen.

Bezeichnet a (Fig. 220) den Lichtbogen einer Handregulierlampe, b einen Kondensator von ziemlich bedeutender Kapazität (ca. 9 Mikro-

[1]) E. T. Z. 1904, S. 1014.

farad) und p die primäre Wicklung eines Transformators, dessen Sekundäre s mit einer Funkenstrecke f in Verbindung steht, so ist die allgemeine Anordnung für eine solche Einrichtung gegeben. Die Drosselspule l verhindert hierbei den Ausgleich des hochfrequentigen Wechselstromes durch die Netzleitung.

Die Schlagweite des Induktors hängt nebst der Unterbrechungszahl auch von der Intensität des Stromes ab. Um letztere zu erhöhen, kann die Kapazität b vergrößert oder auch die Spannung am Lichtbogen erhöht werden. Bei Benützung eines Kondensators von 9,27 Mikrofarad und einer Gleichstromspannung von 75 Volt an der Lampe erreichte die Intensität des Wechselstromes 3,4 Amp. und die Schlagweite des Induktors betrug annähernd 50 mm.

Wegen Vergrößerung der Spannung am Lichtbogen lassen sich mit Vorteil Lampen mit eingeschlossenem Lichtbogen verwenden, da

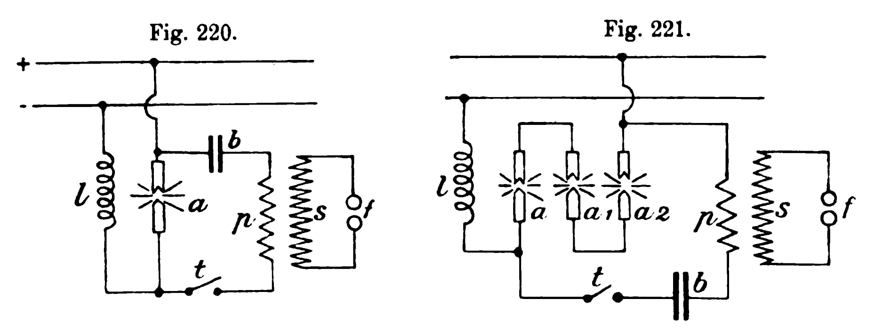


Fig. 220. Fig. 221.

sie mit ungefähr 100 Volt brennen. Auch lassen sich mehrere Lampen in Serie schalten, wodurch die Spannung an den Lampen, mithin auch Stromstärke und Schlagweite, wachsen. Fig. 221 stellt eine solche Anordnung dar. a a_1 a_2 sind drei hintereinander geschaltete Lichtbogen, l die Drosselspule, b der Kondensator, p die primäre und s die sekundäre Wicklung des Induktors, f die Funkenstrecke und t der Zeichengeber.

Bei Verwendung von zwei Lichtbogen stieg die Stromstärke unter gleichzeitiger Vergrößerung der Schlagweite und erreichte bei drei Lichtbogen eine Intensität von 13 bis 15 Amp. im Kondensatorkreise und die Schlagweite des Induktoriums stieg auf 200 mm an, wobei die Funken dauernd auftraten. Durch Vermehrung der Lichtbogen läßt sich Stromstärke und Schlagweite bis zu jeder beliebigen Größe weiter erhöhen.

Die Lichtbogenunterbrecher besitzen in erster Linie den Vorteil, ununterbrochen im Betriebe bleiben zu können, ohne in der Unterbrechungszahl nachzulassen, was bei den elektrolytischen Unterbrechern

nicht der Fall ist. Sie bedürfen, insbesondere wenn man selbstregulierende Bogenlampen verwendet, wenig Wartung und Bedienung, welche sich eigentlich nur auf die Erneuerung der Kohlenstifte beschränkt. Ein besonders für die Zwecke der Funkentelegraphie wesentlicher Vorteil besteht darin, daß die Speisung des Induktors mit niedrig gespanntem Wechselstrom erfolgt. Es läßt sich sonach, ohne das lästige Funkenzischen, unterbrechen und infolgedessen die Telegraphiergeschwindigkeit erhöhen.

Mosler macht noch darauf aufmerksam, daß ein Lichtbogen mit parallel zu ihm geschalteter Kapazität und Selbstinduktion, wie dies von Duddell schon lange nachgewiesen, einen singenden oder pfeifenden Ton gibt. Er hat nun beobachtet, daß die auf die angegebene Weise erregte Funkenstrecke den Ton des Lichtbogens genau, jedoch mit bedeutend größerer Lautstärke wiedergibt, und befindet sich hier in Uebereinstimmung mit Otto Nußbaumer, dessen Verfahren zur Tonübertragung mittels elektromagnetischer Wellen hier ebenfalls beschrieben ist. Er glaubt, daß sich auf diesem Wege in nicht allzuferner Zeit eine Funkentelephonie ermöglichen lassen wird, da die Funkenstrecke alle Modulationen des Geräusches am Flammenbogen mit gleicher Klangfarbe wiedergibt.

Demgegenüber erwähnen die Herren Richard Franz und Josef Reinarz[1]), welche einschlägige Versuche im Jahre 1903 mit gleichem Ergebnisse durchgeführt hatten, daß alle Methoden, bei welchen die durch die Schallwellen erzeugten elektrischen Schwingungen nur dazu verwendet werden, eine auf beliebige Weise erregte Funkenstrecke zu ändern und zu beeinflussen, an dem Mangel leiden, daß die geringe Intensität der Mikrophonschwingungen zur Stärke der in Form von elektrischen Wellen ausgesandten Energie in einem jede brauchbare Wirkung ausschließenden Mißverhältnisse steht. Anders würde die Sache liegen, wenn man die Funkenstrecke direkt durch die Schallwellen erzeugen ließe, d. h. den Primärstrom des Induktors direkt im Rhythmus der Schallwellen unterbricht. In diesem Falle fallen die mit den Schallschwingungen sich nicht deckenden Wellenzüge fort. Der Funke setzt genau im Rhythmus des die Unterbrechung bewirkenden Tones ein und aus und befindet sich erst dann die der Sendestation entströmende Energie genau im Zustande der dem Schalle entsprechenden Schwingung. Um dies zu erreichen, braucht man nur eine akustisch schwingende Membrane, der ein Platinstift gegenübersteht, als Unter-

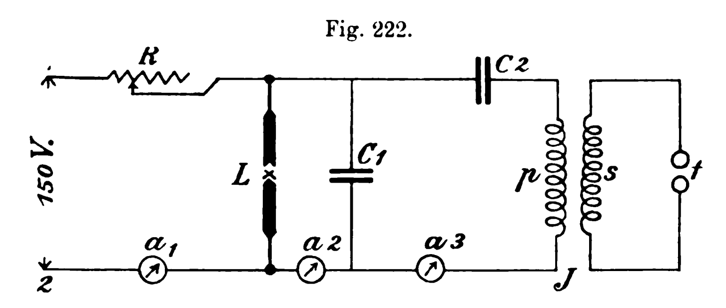
[1]) E. T. Z. 1904, S. 1083.

brecher zu benützen, um das Tönen der Funkenstrecke zu erhalten und läßt sich hiermit allerdings noch nicht die menschliche Sprache, aber jeder musikalische Ton mit tadelloser Reinheit übertragen. Die hierauf beruhende funkentelegraphische Tonübertragung ist auch für Laboratoriumsversuche vollkommen ausreichend.

Möglicherweise bietet die angeblich in Amerika beobachtete Erscheinung, daß die Frequenz der Unterbrechungen steigt, wenn man den Unterbrecher im luftleeren Raume arbeiten läßt, Anhaltspunkte, um auch die für die Vokal- und Konsonantenbildung maßgebenden Obertöne in den Induktor hinein zu bekommen und so den singenden Funken in einen sprechenden Funken zu verwandeln.

Die Versuche von Otto Nußbaumer zur Uebertragung von Tönen mittels elektrischer Wellen[1]). Um eine Uebertragung von Tönen mittels elektrischer Wellen zu erhalten, benützte

Fig. 222.



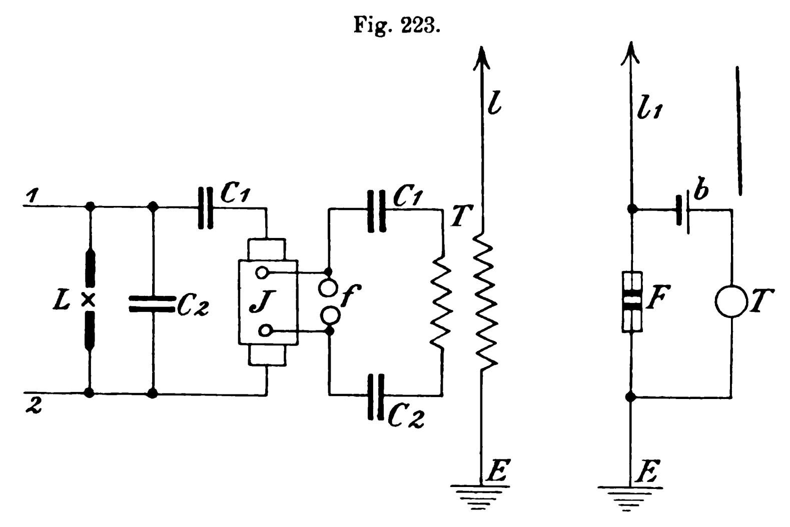
Nußbaumer die durch das Pfeifen eines Lichtbogens erregten Wechselströme zur Speisung eines Induktoriums, dessen Sekundäre mit einer Funkenstrecke verbunden war. Das Pfeifen des Lichtbogens wurde in der durch die Versuche von Simon, Duddell und Peuckert bekannten Weise hervorgerufen. Es mußte jedoch, da das Induktorium ein Eisenbündel enthielt, außer der gewöhnlichen Anordnung, nämlich Kapazität und Selbstinduktion in Serie, noch eine Kapazität im Nebenschlusse zur Bogenlampe geschaltet werden, um ein Pfeifen des Lichtbogens hervorzurufen. Die hierfür angewendete Schaltung zeigt Fig. 222 und bedeuten hier 1, 2 die Anschlußpunkte an die Stromquelle zur Betätigung der Bogenlampe L, R einen Regulierwiderstand, C_1 und C_2 Kapazitäten, p die Primäre, s die Sekundäre des Induktoriums J und f die Funkenstrecke. a_1, a_2, a_3 sind eingeschaltete Ampèremeter, um die Stromstärke in den einzelnen Leitungszweigen ablesen zu können. Als Stromquelle wurde ein einer Zentrale entnommener Gleichstrom

[1]) Ph. Z. 1905 Nr. 24.

von 150 Volt Klemmenspannung verwendet und der Bogenlampenstrom durch den Widerstand R so eingestellt, daß das Ampèremeter a_1 2 Amp. anzeigte. Der Kondensator C_1 hatte eine Kapazität von 15 und der Kondensator C_2 eine solche von 3 Mikrofarad. Das Ampèremeter a_2 zeigte hierbei einen Strom von 12 Amp. und das Ampèremeter a_3 einen Strom von 3 Amp. an. Durch diese Anordnung wurde über die Funkenstrecke f ein Funkenstrom erhalten, der genau so pfiff wie der Lichtbogen selbst.

Wird nun diese Schaltung zum Laden des Kondensatorsystems eines elektrischen Schwingungskreises benützt und dieser wieder mit

Fig. 223.



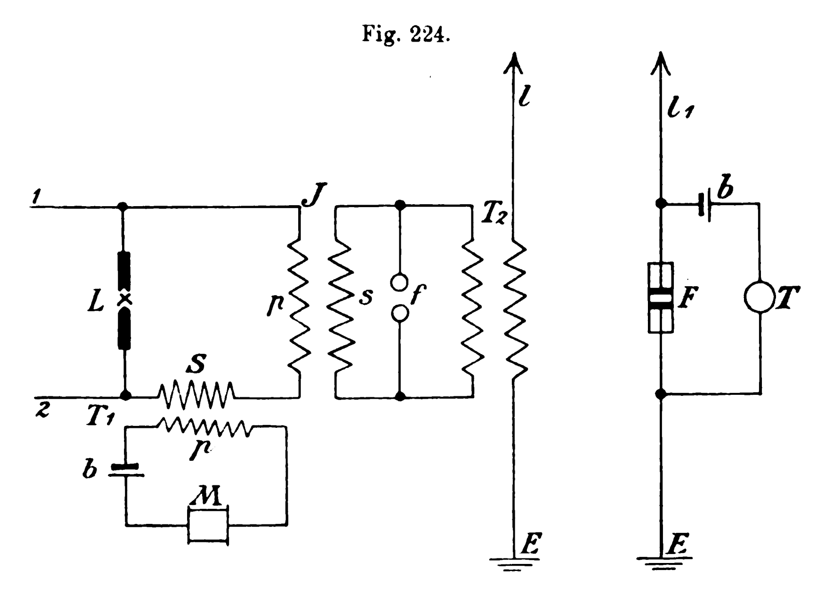
einem Luftleiter (Fig. 223) induktiv gekoppelt, so lassen sich diese Töne mittels elektrischer Wellen übertragen, wobei für den Empfänger alle Apparate angewendet werden können, welche es ermöglichen, drahtlose Telegramme telephonisch zu empfangen. Da sich jedoch diese Anordnung nur zur Uebertragung eines bestimmten Tones eignet, indem eine Aenderung des Tones nur durch Aenderung der in Serie geschalteten Selbstinduktion oder Kapazität möglich ist, verwendet Nußbaumer zur Uebertragung von Melodien zwei besondere Schaltungsarten.

Bei der ersten Schaltungsart (Fig. 224) wird der Lichtbogen auf bekannte Art zum Singen gebracht. Die hierdurch veranlaßten Stromschwankungen werden der primären Wicklung des Induktoriums mitgeteilt und es entsteht durch die Transformation dieser Stromschwankungen bei f ein Funkenstrom, welcher die in das Mikrophon M

hineingesungene Melodie rein und deutlich wiedergibt. Es erfolgt sonach die Uebertragung der Melodien genau so, wie im vorigen Falle die Uebertragung von einzelnen Tönen.

Noch einfacher gestaltet sich die Schaltung zur Uebertragung von Melodien dadurch, daß man den singenden Flammenbogen gänzlich umgeht und in den Primärkreis des Induktoriums an Stelle des Unterbrechers ein Mikrophon M (Fig. 225) im Nebenschlusse zu einer

Fig. 224.



Spule S schaltet. Hierdurch wird auch das Mikrophon mehr geschont, als wenn es direkt in den Stromkreis eingestellt würde.

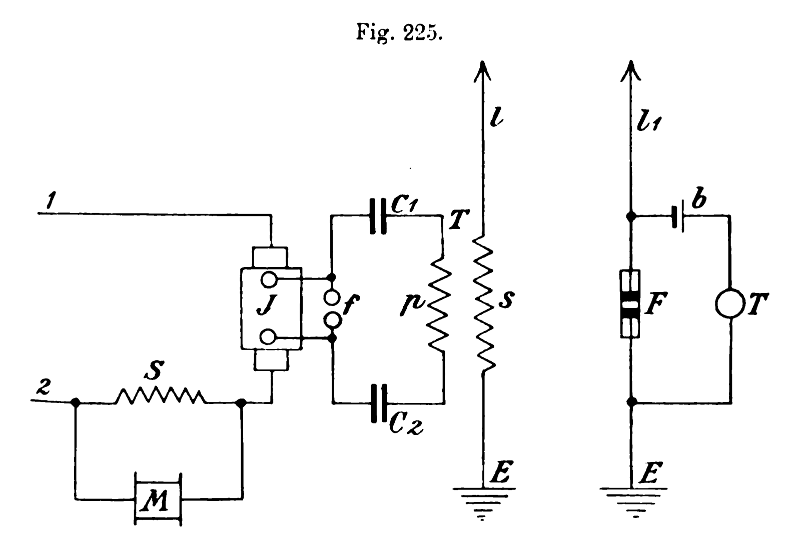
Es soll mit einer dieser Anordnungen auch schon die Uebertragung der Sprache in allerdings noch sehr undeutlicher Weise gelungen sein.

Q. Majoranas Vorrichtungen für eine drahtlose Telephonie[1]). Der Grundgedanke, von welchem der Erfinder ausgeht, ist folgender: Eine Funkenstrecke, über welche 10000 Funken in der Sekunde überspringen, wird von einer festen und einer beweglichen Elektrode begrenzt. Die bewegliche Elektrode wird durch Schallwellen in Schwingungen versetzt, wodurch sich die Funkenstrecke entsprechend verlängert und verkürzt, jedoch eine Aenderung der Frequenz nicht eintritt. Die den Schallwellen entsprechenden Verlängerungen und Verkürzungen beeinflussen, wie dies sofort einleuchtet, die von dem

[1]) Electricien, 7. Okt. 1904.

Luftdrahte ausgesendeten Wellen. Diese Wellen werden nun von einem magnetischen oder ähnlich wirkenden Wellenanzeiger aufgenommen und mittels Telephon der sinnlichen Wahrnehmung vermittelt. Eine gleichmäßige Erhaltung der Funkenfrequenz, die bei Temperaturerhöhung zunimmt, ist hier Bedingung. Zur Vermeidung der Erwärmung wird Luft oder Kohlensäure durch die Funkenstrecke geblasen. Eine magnetische Stimmgabel trägt zur Erhaltung der Frequenz bei. Als bewegliche Elektrode wird Quecksilber verwendet, das den Schall-

Fig. 225.



wellen folgt, ohne in Eigenschwingung zu geraten. Dieses neue System, über welches nähere Angaben noch fehlen, wurde bisher nur zwischen den äußersten Enden des Physikalischen Institutes in Rom erprobt und soll die menschliche Sprache mit derselben Treue übermitteln wie der Phonograph oder das Telephon. Die Fernwirkung der Einrichtung soll bis jetzt einige Kilometer weit reichen. Die Versuche sind jedoch noch nicht abgeschlossen und hofft Majorana die Entfernung bedeutend vergrößern zu können.

Drahtlose Telephonie auf der Weltausstellung in St. Louis [1]). Auf der Weltausstellung zu St. Louis gelangten zwei verschiedene Systeme der drahtlosen Telephonie zur Vorführung. Bei dem einen System von M. R. Hutchison wurde die Sprachvermittlung durch ein Mikrophon, eine Batterie und eine Drahtschleife für den Sender und einem mit einer aus mehreren Windungen bestehenden

[1]) E. W., Bd. 44, S. 225.

Drahtschleife verbundenen Telephone für den Empfänger ermöglicht. Durch den wechselnden Druck der Membrane des Mikrophons auf das Kohleklein ändert sich die Stromstärke in der primären Schleife den Variationen des Widerstandes entsprechend und mit ihm auch das durch den Strom erzeugte magnetische Feld im gleichen Verhältnisse. Treffen die magnetischen Kraftlinien die sekundäre Drahtschleife des Empfängers, so induzieren sie durch ihre wechselnde Intensität in dieser elektrische Ströme, die wieder das Telephon in der bekannten Weise zum Ansprechen bringen. Die Sekundärspule hatte ungefähr 0,3 m im Durchmesser, so daß nur ein sehr geringer Teil, etwa 1% der Energie des primären Stromkreises zur Wirksamkeit gelangte. Dessenungeachtet war die Tonübertragung innerhalb der Reichweite des magnetischen Feldes der Primärspule ebenso vollkommen, wie bei den gebräuchlichen Telephoneinrichtungen. Die Entfernung, bis auf welche eine Tonübertragung noch möglich ist, kann bei dieser Einrichtung nur eine sehr beschränkte sein und läßt sich eine Vergrößerung der Reichweite nur durch eine Vergrößerung des Umfanges der primären Drahtschleife erreichen, da der Aufwendung einer größeren Energiemenge durch das Mikrophon ganz bestimmte Grenzen gesetzt sind.

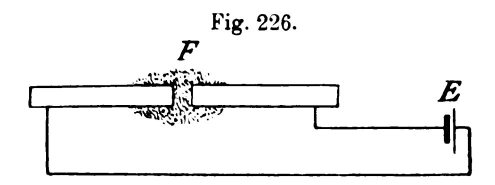
Das zweite System beruht auf der Anwendung des Radiophones und ist demnach als Lichttelephonie zu bezeichnen. Als Lichtquelle wurde ein normaler Scheinwerfer mit horizontalen Kohlen und einem Reflektorspiegel von etwas über 0,3 m Halbmesser verwendet. Der Lampe wurden annähernd 20 Amp. mit einer Spannung von 100 Volt zugeführt. Die Aenderungen in der Lichtstärke bewirkte ein Mikrophon, durch welches im Maximum ein Strom von 5 Amp. hindurchging. Das Mikrophon hatte, um widerstandsfähiger zu werden, Platin- statt der gewöhnlich gebrauchten Kohleelektroden. Die durch das Sprechen in das Mikrophon hervorgerufenen Widerstandsänderungen waren von entsprechenden Aenderungen der Lichtintensität begleitet.

Der Empfangsapparat bestand aus einem größeren Reflektorspiegel, in dessen Brennpunkt eine Selenzelle angebracht war. Die Selenzelle war mit einer Trockenbatterie und einem Telephone in Reihe geschaltet. Die Widerstandsänderungen des Selens, hervorgerufen durch die wechselnden Lichtstärken, brachten das Telephon in der bekannten Weise zur Wirkung. In der Ausstellung vollzog sich die Sprachübertragung nur auf annähernd 150 m. Doch wurde die Reichweite dieser Einrichtung vorher durch Versuche mit annähernd 5 km ermittelt und wird behauptet, mit den gleichen Apparaten bei entsprechender Erhöhung der Stationen 13 bis 16 km überbrücken zu können.

Entzündung von Sprengladungen durch elektrische Wellen[1]). Herrn Ingenieur Ferdinand Schneider in Fulda soll es gelungen sein, ein Frittpulver zu erfinden, welches unter der Einwirkung elektrischer Wellen zum Fritten gebracht, sich entzündet. Dieses Frittpulver, welches mit dem Namen Fuldit belegt wurde, wird, wie dies Fig. 226 zeigt, auf den Frittspalt F zweier Blechstreifen geschüttet, welche mit einer Batterie E verbunden sind. Normal nicht leitend, wird er unter dem Einfluß elektrischer Wellen durch die Frittung zum Leiter, der Strom der Batterie E gelangt zur Wirkung und das Pulver entzündet sich. Die Wirksamkeit dieser Einrichtung wurde durch Versuche erwiesen.

Einige praktische Nutzanwendungen der drahtlosen Telegraphie[2]). Georg H. Morse gibt in einem Briefe an den Schriftleiter der E. W. einige Winke über praktische Anwendungen der drahtlosen Telegraphie, die gegebenen Falles nutzbringend sein

Fig. 226.



können und deshalb hier angeführt zu werden verdienen. 1. Nähern sich zwei Schiffe im nebeligen Wetter, deren Gegenwart durch drahtlose Korrespondenz gegenseitig bekannt ist, so läßt sich die Entfernung dadurch bestimmen, daß eines der Schiffe eine Kanone abfeuert und gleichzeitig einen drahtlosen Impuls entsendet. Der Zeitunterschied zwischen dem Empfange der beiden Wirkungen läßt durch die bekannten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Schall- und der elektrischen Wellen die Entfernung mit großer Genauigkeit bestimmen. 2. Bleibt eines der Schiffe in Ruhe, wogegen sich das andere mit einer bestimmten Geschwindigkeit und in bestimmter Kompaßrichtung nähert, so läßt sich die gegenseitige Lage der beiden, da die Kompaßrichtung drahtlos übertragen werden kann, in der vorbeschriebenen Weise leicht ermitteln, wenn sich die abgegebenen Schüsse und die gleichzeitig entsendeten telegraphischen Impulse in entsprechenden Zwischenzeiten folgen. 3. In ähnlicher Weise kann ein Schiff, welches sich in nebeligem Wetter einer gefährlichen Küste nähert, seine Lage bestimmen. Zu diesem Zwecke sind an bestimmten Stellen der Küste

[1]) E. T. Z. 1905, S. 1118.
[2]) E. W., Bd. 45, S. 45.

Stationen für drahtlose Telegraphie aufzustellen und gleichzeitig mit Kanonen auszurüsten. Diese Stationen entsenden bei Nebel in bestimmten Zwischenzeiten gleichzeitig einen Schuß und ein telegraphisches Zeichen und ist sonach das Schiff aus der Ermittlung der Entfernung von der einen und der anderen Station, welche in den Karten verzeichnet sein müssen, im stande, seine jeweilige Lage mit hinreichender Genauigkeit festzustellen und gefährliche Punkte zu vermeiden. 4. Auch die Erforschung unbekannter Oertlichkeiten, deren Längengrad bestimmt werden soll, läßt sich mittels Hilfe der drahtlosen Telegraphie wesentlich erleichtern. Es wird zu diesem Zwecke der Durchgang der Sonne durch den Meridian eines bekannten Punktes mittels einer drahtlosen Nachricht bekannt gegeben und zeigt der Zeitunterschied zwischen dem Einlangen der Nachricht und dem Durchgange der Sonne an dem zu bestimmenden Punkte die Entfernung an.

K. Versuche und Versuchsergebnisse.

Die Versuche mit dem Systeme der drahtlosen Telegraphie von Anders Bull bei der nordamerikanischen Kriegsmarine[1]). Diese Versuche wurden mit den in „Die F. d. T." S. 89 beschriebenen Apparaten, den einzigen bisher gebauten, zwischen den staatlichen Stationen auf den Highlands of Navesink N. J. und Brooklyn Navy Yard auf eine Entfernung von annähernd 35 km durchgeführt. Die Gegend ist für Untersuchungsarbeiten insofern eine schwierige, als die Wellen über den größten Teil von Brooklyn zu gehen haben und die Stationen durch die von mehreren anderen drahtlosen Einrichtungen ausgehenden oft stundenlang währenden Einwirkungen stark belästigt werden.

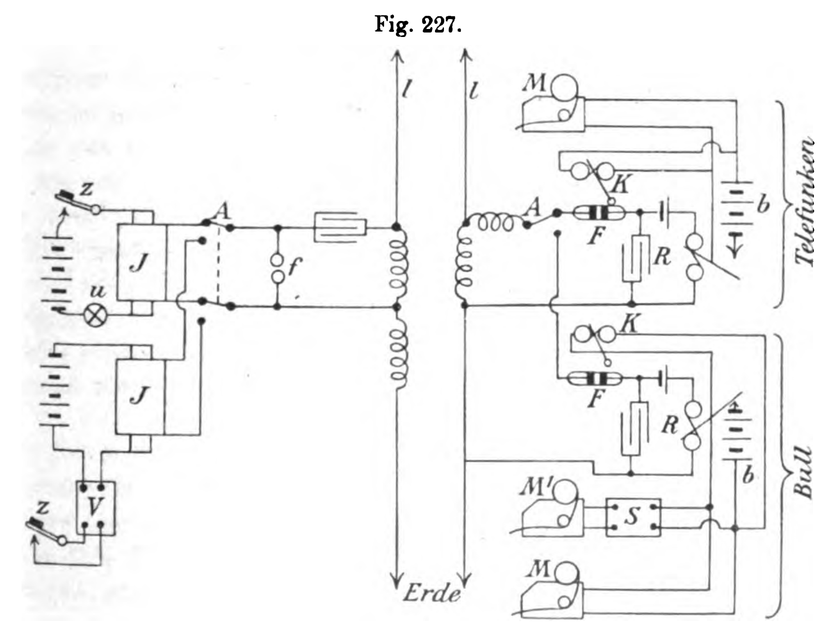
Der regelmäßige Dienst zwischen den genannten zwei Stationen wird mit Einrichtungen nach dem Systeme „Telefunken" besorgt, welches System bis auf weiteres von der amerikanischen Kriegsmarine angenommen ist. Es wurde entschieden, die Einrichtungen von Bull in Verbindung mit den bestehenden Einrichtungen auszuproben. Die in Navesink und Brooklyn zur Verwertung gelangende Spannung betrug 80 bezw. 100 Volt. Der Uebertrager von Bull war jedoch nur für niedere Spannung und geringe Kraft gebaut und vermochte daher nur einen Bruchteil jener Energie aufzunehmen, welche regelmäßig für die Nachrichtenvermittlung zwischen diesen Stationen zur Verwertung gelangte. So war es, während normal ein Funke von

[1]) The Electrician 1904, 11. November.

19 mm Länge aufrecht erhalten wurde, bei der Versuchseinrichtung nur möglich, mit einem Funken von 3,1 mm Länge zu arbeiten. Dies machte jedoch die Bedingungen für die Versuche insofern ungünstig, als empfindliche Instrumente verschiedenartigen Störungen ausgesetzt sind und daher nicht mit der gleichen Genauigkeit und Geschwindigkeit arbeiten als weniger empfindliche. Wiewohl sich diese Schwierigkeiten leicht überwinden lassen, da der Sender für jede erforderte Energie gebaut werden kann, so mußte, nachdem für die in Frage stehenden Versuche keine anderen Instrumente zur Hand waren, mit diesen gearbeitet werden.

Der Sender wurde in Navesink, der Empfänger in Brooklyn aufgestellt. Mangel an Apparaten verhinderte die Entsendung von

Fig. 227.



Nachrichten nach beiden Richtungen. An beiden Plätzen waren (Fig. 227) Umschalter A vorgesehen, so daß entweder die Einrichtungen „Telefunken“ oder „Bull“ mit dem Schwingungskreis und Luftdraht verbunden werden konnten.

Die Versuche wurden hauptsächlich in der Absicht durchgeführt, die Möglichkeit der Geheimhaltung der Nachrichten zu erweisen, eine Aufgabe, die bisher durch kein anderes System der drahtlosen Telegraphie gelöst wurde. Es wurden daher in der empfangenden Station Vorkehrungen getroffen, daß die Nachrichten gleichzeitig auf dem

abgestimmten und einem nicht abgestimmten Schreibapparate niedergelegt wurden. Geheimhaltung wurde durch Anwendung von Serien mit drei Impulsen in Zwischenzeiten von 0,063 und 0,295 Sekunden erreicht, wobei die Zeit zwischen den sich folgenden Serien 0,2 Sekunden betrug.

Die offizielle Vorführung erfolgte am 12. Mai vor der Kommission für drahtlose Telegraphie. Die Entsendung der Nachrichten geschah durch den Chefelektriker der Station in Navesink. Während der Versuche zeigten sich leichte atmosphärische Störungen, welche die Uebertragung mit dem System „Telefunken“ ziemlich stark zu beeinflussen schienen, während sie auf die Uebertragung mit dem Versuchssysteme nur eine geringe Einwirkung ausübten. So war eine Nachricht, welche mit den Instrumenten „Telefunken“ vier- oder fünfmal wiederholt werden mußte, ehe sie vollkommen verstanden wurde, mit den Bullapparaten bei nur einmaliger Sendung leicht zu entziffern. Der Grund ist einleuchtend, da bei dem Bullsystem Störungsmöglichkeiten bis zu einem gewissen Grade beseitigt sind. Um den abgestimmten Empfänger in Wirkung zu bringen, sind drei Impulse in genau bemessenen Zwischenzeiten erforderlich. So lange daher die störende Einwirkung gemäßigt ist, beeinflußt sie den Empfänger nicht, selbst häufig dann nicht, wenn die Störung so stark ist, daß die Uebertragung mit den gewöhnlichen drahtlosen Einrichtungen unmöglich wird. Es ist hierbei noch zu erwähnen, daß die Einrichtungen „Telefunken“ während der ganzen Zeit mit der vollen normalen Energie arbeiteten.

Während der Versuche wurden sehr lange Depeschen mit den Bullapparaten in zufriedenstellender Weise übermittelt, wobei zeitweise ununterbrochen durch 15 Minuten telegraphiert wurde. Auch wurden einige Versuche zu dem Zwecke durchgeführt, um den Einfluß eines Unterschiedes in der Umlaufsgeschwindigkeit des Verteilers und des Sammlers festzustellen. Die Geschwindigkeit des Verteilers wurde gleichbleibend mit 57 Umdrehungen in der Minute aufrecht erhalten, wogegen die Geschwindigkeit des Sammlers zwischen 53,5 und 61 Umdrehungen in der Minute abgeändert wurde. Während der ganzen Zeit wurden die von Navesink entsendeten „V“ auf dem Streifen des abgestimmten Schreibapparates deutlich niedergelegt. Es übten sonach Abweichungen der Umlaufsgeschwindigkeiten um 8 v. H. noch keinen bemerkenswerten Einfluß aus. Es soll jedoch, um eine reine Abstimmung zu erhalten, getrachtet werden, diese Geschwindigkeitsunterschiede so klein als möglich zu machen.

Der Vergleich zwischen den Aufzeichnungen auf den Streifen des abgestimmten und des nicht abgestimmten Schreibapparates erwies die vollständige Unmöglichkeit, die Zeichen des letzteren zu entziffern.

In der Schaltungsskizze (Fig. 227) bedeuten ferner noch J die Induktoren, Z die Zeichengeber, u einen Unterbrecher, V den Verteiler, A die Umschalter, f die Funkenstrecke, l die Luftdrähte, F die Fritter, b die Ortsbatterien, K die Klopfer, R die Empfangsrelais, M die normalen, M^1 den mit der Abstimmungsvorrichtung in Verbindung stehenden Schreibapparat und S den Sammler.

Versuche mit Bäumen als Empfänger in der drahtlosen Telegraphie[1]. Major George O. Squier vom Signalkorps der Vereinigten Staaten konstatierte, daß Bäume dazu verwendet werden können, drahtlose telegraphische Mitteilungen aufzufangen und daß sie ähnlich wie die Fangdrähte der Empfangstellen wirken. Baumstämme als Maste verwendet, wirken ebenso wie Drähte, um elektromagnetische Ströme zur Erde zu führen. Je gesunder der Baum ist, desto besser wirkt er als Leiter. Für hochfrequente oszillatorische Ströme verhalten sich die Blätter der Bäume genau so, als wenn sie von Metall wären und übertragen die Bäume diese Schwingungen von dem sie umgebenden Grunde durch ihre Blätter.

Durch Verbindung der Apparate für drahtlose Telegraphie mit Bäumen war es möglich, mit der nächsten etwa 3,2 km entfernten Station und späterhin auch auf eine Entfernung von 5,6 km eine telegraphische Uebertragung anzubahnen. Major Squier glaubt, daß die Verwertung von Bäumen als Wellenstrahler und Wellenfänger große Vorteile für den Nachrichtendienst im Kriege bietet.

Gegenüber einer Redaktionsbemerkung, daß die bekanntgegebenen Ergebnisse kaum den Schluß ziehen lassen, daß ein Baum mit Nutzen als Sender für drahtlose Telegraphie auf größere Entfernungen verwendet werden kann, bemerkt John M. Blake, eine Reihe von ihm durchgeführter Versuche erweisen, daß ein Baum als Wellenfänger verwendet, ausgezeichnete Ergebnisse zu liefern vermag, wogegen ihm über die Ausnützung eines Baumes als Wellenstrahler keine Beobachtungen zu Gebote stehen.

Als Ausgangspunkt dieser Beobachtung diente der Versuch, einen Baum als Stütze für einen wohlisolierten Fangdraht zu verwenden. Es wurde hierbei angenommen, daß ein an dem Baumgipfel befestigter isolierter Draht als Empfänger wirken kann, indem die einlangenden

[1] E. W., Bd. 45. S. 90, 181, 307.



Impulse von keinem hohen Potential sein konnten. Als Draht wurde gewöhnlicher Draht für Haustelegraphenleitungen, doppelt umsponnen und mit Paraffin isoliert, verwendet. Vier solcher Drähte wurden von dem Baumwipfel nach verschiedenen Richtungen geführt und sowohl die oberen als unteren Enden dieser Drähte mit einem Drahte verbunden, welcher zu den annähernd 30 m entfernten passenden Empfangsapparaten führte. Das Ergebnis war, daß bei einer Gelegenheit unter günstigen Bedingungen eine entfernte Station, voraussichtlich New York, so deutlich gehört wurde, daß die Nachricht leicht abgelesen werden konnte. Zu einer Zeit, wo die von der Versuchsstelle ungefähr 5 km entfernte Station New Haven gleichzeitig korrespondierte, wurde der Ton der entfernten Station nicht vollkommen übertönt. Sobald New Haven abbrach, war die entfernte Station wieder deutlich und klar zu hören.

Daß hier mit einer Ulme von annähernd 20 bis 25 m Höhe, welche als Wellenfänger benützt wurde, Nachrichten von einer ungefähr 120 km entfernten Station aufgenommen wurden, ergab sich aus verschiedenen, hier belanglosen Beobachtungen und Schlußfolgerungen mit nahezu unzweifelhafter Gewißheit.

Da die Isolierung der Drähte in diesem Falle praktisch eine mangelhafte war, wurde vermutet, daß der Erfolg nicht von der Isolierung abhängen konnte. Es wurden daher später zwei große Bäume, ganz wie vorhin, mit nackten galvanisierten Drähten verbunden und dabei das ganz gleiche, wenn nicht ein besseres Ergebnis erzielt.

Insofern als bei diesen Versuchen die Verbindung mit dem Wipfel und nicht mit dem Stamme des Baumes hergestellt und die Erdung in einiger Entfernung von der Fängerstelle vorgenommen wurde, bedeutet diese Anordnung eine Erweiterung der von Squier angewendeten Methode.

Ein etwa 200 m entfernter Ahornbaum gab auch, wenn anstatt der bisher verwendeten Kupferdrähte Eisendrähte benützt wurden, gute Ergebnisse. Dieses Ergebnis liefert die Möglichkeit, die Wirkungen einer größeren Zahl isolierter Bäume zu kombinieren, indem man sie mit einem Empfänger verbindet. Bei den Versuchen ergab der weiter entfernte Baum starke Wirkung, ohne Rücksicht auf die Abstimmung in New Haven. Der nähere Baum erwies sich hingegen für Aenderungen in der Abstimmung viel empfindlicher.

Wenn auch Bäume die künstlichen Sende- und Fanggebilde für Stationen mit großer Reichweite nicht zu ersetzen vermögen, so ist

dies doch, durch die nachgewiesene Möglichkeit von deren Verwendbarkeit für Empfangszwecke, geeignet, die Anwendung der drahtlosen Telegraphie mehr zu popularisieren, umsomehr als sich die Kosten der Einrichtung hierdurch um ein bedeutendes herabmindern lassen.

Versuche zur Vermittlung von Nachrichten auf funkentelegraphischem Wege zwischen St. Louis und Chicago[1]). Die de Forest-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie hatte während der Ausstellung Vorkehrungen getroffen, um einen regulären funkentelegraphischen Dienst zwischen St. Louis und Chicago, d. i. über Land auf eine Entfernung von über 460 km, zu ermöglichen. Die Versuche wurden im Beisein und unter der Kontrolle der Jury für Schwachstromtechnik am 14. September 1904 durchgeführt. Um eine absolute Kontrolle zu gewinnen, begaben sich zwei Mitglieder der Jury nach Chicago; bevor wurde aber dem Leiter der Versuche in St. Louis eine Depesche unter Siegel übergeben, welche erst über Aufforderung von Chicago aus eröffnet werden sollte. Um eine sofortige Kontrolle über die Richtigkeit der Uebertragung zur Verfügung zu haben, wurde die interurbane Telephonlinie Chicago—St. Louis für die ganze Zeit der Versuche zur Verfügung der Jury gehalten. Die Zeiten wurden mittels fünf Stoppuhren festgestellt und unmittelbar nach Einlangen der Nachricht über die Telephonlinie verglichen. Die Uebertragung der Nachrichten war nur von St. Louis aus möglich, weil die Sendeeinrichtung in Chicago noch nicht fertiggestellt war. Die Uebertragung der ersten Nachricht, welche 37 Worte, darunter meist Fremdworte und Eigennamen, enthielt, erforderte drei Minuten und wurde ganz richtig aufgenommen, nur daß ein Wort fehlte. Die telephonische Antwort auf die diesbezügliche Anfrage betonte, daß dieses Wort zwecks weiterer Kontrolle absichtlich weggelassen wurde.

Um das Zusammenarbeiten des drahtlosen Systemes mit dem Morsetelegraphensystem zu erweisen, wurden ferner von St. Louis (Ausstellung) drahtlose Telegramme nach einer in der Vorstadt gelegenen Telegraphenstation entsendet, von dort mittels Morsetelegraphen nach einer zweiten Telegraphenstation übertragen, welche diese Telegramme an die drahtlose Station für den Fernverkehr wieder drahtlos weiterleitete. Auch diese Versuche, welche doch nur einen provisorischen Charakter haben konnten, erwiesen sich als erfolgreich.

Ein weiterer Versuch der Uebertragung eines Telegrammes in japanischer Sprache war als vollkommen gelungen zu bezeichnen.

[1]) E. W., Bd. 44, Nr. 20.



Auch hier wurde das absichtliche Auslassen einiger Worte sofort bei der Aufnahme bemerkt.

Bei weiteren Versuchen, die geübten Telegraphisten zu eliminieren und die Zeichenaufnahme und Uebertragung durch Mitglieder der Jury zu besorgen, konnten die einzelnen mehrmals wiederholten Zeichen am Telephone, welches als ausschließlicher Empfänger diente, deutlich abgelesen werden. Die Aufnahme von Nachrichten, welche einen sehr geübten Gehörleser erfordert, erwies sich jedoch bei der mangelnden Uebung der Experten als unmöglich, hingegen stieß die Abgabe von Depeschen auf keinerlei Hindernisse und gab ein Mitglied der Jury eine Reihe von Depeschen an die verschiedensten Adressen ab.

Die Möglichkeit der Nachrichtenvermittlung auf funkentelegraphischem Wege über Land, auch über größere Entfernungen, scheint hiermit erwiesen, wie denn auch seit dieser Zeit ein funkentelegraphischer Dienst zwischen St. Louis, Springfield und Chicago zu normalen Tarifen eröffnet wurde.

Verwendung der drahtlosen Telegraphie für den Berichterstatterdienst im Kriege[1]). Bei Ausbruch des russisch-japanischen Krieges schloß die englische Zeitung „The Times“ mit der De Forest-Kompanie einen Vertrag ab, nach welchem sich die letztere verpflichtete, zwei vollständige Sätze von Telegraphenapparaten für drahtlose Telegraphie nebst zwei mit der Einrichtung vollkommen vertrauten Telegraphisten nach China zu senden, woselbst selbe sich zur Verfügung der Kriegskorrespondenten des genannten Blattes Captain Lionel James zu stellen hatten. Innerhalb 10 Tagen nach Erhalt des Auftrages gingen die Apparate in Begleitung der Telegraphisten nach Vancouver ab, von wo sie unmittelbar mit dem Dampfer „Kaiser von Japan“ nach Shanghai weitergingen. In Shanghai hatte Captain James einen kleinen Dampfer gemietet, auf welchem der Toppmast bis zu 25 m Höhe aufgetakelt wurde. Auf dieses Schiff wurde nun der eine Apparatensatz aufmontiert und der andere nach Wei-Hai-Wei mitgenommen. Dortselbst wurde mittlerweile ein 60 Fuß hoher Mast aus Bambus aufgetakelt, so daß mit der Errichtung der festen Landstation unmittelbar begonnen werden konnte. Als Platz wurde eine Bergspitze ungefähr 16 km von Wei-Hai-Wei entfernt ausgewählt. Die Installation erfolgte so rasch, daß die „Times“ drei Wochen nach Einlangen der Einrichtung in Wei-Hai-Wei bereits eine spaltenlange Depesche von Capt. James abdrucken konnte, welche

[1]) E. U. Bd. 43, S. 745, 759, 760.

vom Schiffe drahtlos zur Station befördert wurde. Seit dieser Zeit wurden zahlreiche Depeschen von dem Maste des kleinen Dampfers entsendet, welche Berichte aus dem Koreanischen Golf in der Nähe von Chemulpo, aus den Schlachten von und um Port Arthur brachten.

Jeder der beiden Sätze hatte eine Kapazität von 1 Kw. und umfaßte einen 2½ PS. Kerosenmotor von 60 Umdrehungen in der Minute, einen 500 Volt Wechselstromgenerator mit besonderer Erregermaschine, einen Oeltransformator, welcher die Spannung auf 20000 Volt erhöhte, einen in Oel versenkten Uebertragungstaster, einen Oszillator nach Shoemaker-De Forest nebst Abstimmungseinrichtung, den bekannten elektrolytischen Wellenanzeiger mit Relais und Glockenverbindung, sowie außerordentlich empfindlichen Empfangstelephonen.

Ursprünglich wurde in Aussicht genommen, eine der Stationen auf einer der Jamesinseln in der Nähe der Chemulpohalbinsel zu installieren und von dort die Nachrichten nach Wei-Hai-Wei über eine Entfernung von 280 km zu befördern. Allein die Schiffsstation gewährte größere Beweglichkeit und die Möglichkeit einer schnelleren Beförderung der Nachrichten.

Die Einrichtungen in der Gelben See waren den Einflüssen der japanischen drahtlosen Telegraphenstationen an Bord ihrer Kriegsschiffe stark ausgesetzt, indem, sei es absichtlich zum Zwecke der Störung oder durch den normalen Gebrauch dieser Apparate, ein ununterbrochener Strom von drahtlosen Signalen in der Nachbarschaft entsendet wurde. Allein die bei der De Forestschen Einrichtung zur Anwendung gelangte Abstimmungsmethode, sowie die Schnelligkeit, mit welcher die Zeitungsdepeschen abgegeben wurden (20 bis 30 Worte in der Minute), in Verbindung mit der telephonischen Methode des Tonlesens, ermöglichten es den Telegraphisten, die längsten drahtlosen Depeschen ohne Aufschub und ohne Fehler abzusenden.

Mit Ausnahme einer in dem Empfangsmaste auf Wei-Hai-Wei durch einen Taifun hervorgerufenen, aber bald behobenen Störung blieb der Nachrichtendienst der „Times“ ununterbrochen aufrecht, und war es dieser Zeitung nur auf diesem Wege möglich, die meisterhaften Berichte ihres Kriegskorrespondenten in der kürzesten Zeit und ausführlichsten Weise zu bringen.

L. Schlußbemerkung.

Der drahtlosen Telegraphie ist es trotz der kurzen Zeit ihres Bestehens und trotz des Mißtrauens, welches dieser Art von Verständigung anfänglich mit vollem Rechte begegnete, gelungen, im allgemeinen Verkehrsleben festen Fuß zu fassen und sich, wiewohl das Anwendungsgebiet ein verhältnismäßig beschränktes ist, in ziemlichem Umfange einzubürgern. Hierfür spricht wohl die Tatsache, daß die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie allein bisher gegen 400 Stationen ausgerüstet hat bezw. auszurüsten im Begriffe ist. Sie hat dadurch bereits die Marconigesellschaft überflügelt, welche gegenwärtig nur etwa 260 solcher Stationen besitzen soll.

Die Zahl der im Betriebe befindlichen Stationen für drahtlose Telegraphie ist, da verläßliche Angaben nicht vorliegen, nur annähernd zu schätzen, und dürfte mit 1500 nicht zu hoch angenommen sein. Es ist eben dabei zu berücksichtigen, daß nationale Gesellschaften in allen Ländern bevorzugt werden, diese somit die territoriale Domäne beherrschen. So sind in Frankreich die Einrichtungen nach Rochefort, Branly-Popp, Popoff-Ducretet vorherrschend. Rußland hat das letztere System adoptiert und beginnt sich dort erst in neuerer Zeit das System „Telefunken“ Bahn zu brechen. In Amerika werden die Systeme von De Forest, Fessenden, Stone etc. eifrig verbreitet. Es dürfte also nicht viel fehlgegangen sein, wenn die Summe aller nach diesen Systemen eingerichteten Stationen mit 800 angenommen wird. Der fehlende Rest dürfte sich auf die Einrichtungen weniger bekannter Systeme verteilen.

Und hierbei steht man erst am Anfangspunkte der Entwicklung. Sind erst einmal alle Vorurteile überwunden und die Vorteile voll erkannt, und dieses Bewußtsein beginnt sich allmählich Bahn zu brechen, so wird es bald kein Schiff von irgend welcher Bedeutung, keinen nur einigermaßen wichtigen Küstenpunkt mehr geben, welcher nicht mit funkentelegraphischen Einrichtungen ausgerüstet ist. Beginnt doch bereits das amerikanische Marinedepartement alle für die Schiffahrt wichtigen Küstenpunkte mit solchen Einrichtungen zu versehen, die nicht nur die Aufgabe haben sollen, Nachrichten zwischen Schiff und Land auszutauschen, sondern denen auch die weit wichtigere Aufgabe zufällt, herannahende Schiffe vor drohenden Wetterkatastrophen zu warnen, zu welchem Zwecke ihnen die Wetterberichte und Wettervoraussagungen seitens des Wetterdepartements auf telegraphischem Wege vermittelt werden.

Auch für die Telegraphie über Land scheint der drahtlosen Telegraphie eine Zukunft gesichert zu sein, wenn auch nur für ganz bestimmte Sonderzwecke, da sie mit der Telegraphie über Drähte wohl kaum jemals in den Wettbewerb eintreten dürfte. Hingegen ist, wenn auch nur für beschränkte Entfernungen bis etwa 1200 km, die Konkurrenzfähigkeit mit Kabelverbindungen erwiesen, da die Uebertragungssicherheit für beide beinahe die gleiche ist, die Kosten der Anlage und des Betriebes nach vorliegenden Berechnungen aber weit zu Gunsten der ersteren neigen. Hingegen erscheint bei der Kabeltelegraphie das Geheimnis besser gewahrt. Und hier gelangt man zu dem wichtigsten Ziele, welches zu erreichen das eifrigste Bestreben sein muß.

Man glaubte diesem Ziele durch Erreichung einer vollkommenen Abstimmung näher rücken zu können. Allein eine solche Abstimmung erschwert nur das Mitlesen einer Nachricht, macht sie aber nicht unmöglich, indem es einem geübten Telegraphisten leicht gelingt, die eigene Einrichtung auf jene Wellenlänge einzustellen, die von der sendenden Station ausgestrahlt wird. Insofern ist man gerne geneigt, den Wert der Abstimmung zu überschätzen. Der große Vorteil einer genauen Abstimmung liegt jedoch in ganz anderen Umständen begründet und zwar in der Ersparnis an aufzuwendender Energie durch volle Ausnutzung des Resonanzprinzipes für die Ueberbrückung einer gegebenen Entfernung, da die Energiekosten hier wesentlich ins Gewicht fallen, und in der Sicherung der eigenen Einrichtung gegen atmosphärische und andere unbeabsichtigte Störungen, sowie darin, daß eine gegenseitige Kollision der von verschiedenen Stationen ausgesendeten Wellen verschiedener Länge ausgeschlossen werden kann.

Bei der vollkommenen Abstimmung, die die Entsendung ununterbrochener Wellenzüge voraussetzt, kann von einer Energieersparnis wohl kaum die Rede sein, weil die Wellenstrahler ganz enorme Energiemengen in den Raum entsenden, die sich dermalen, ehe der Funke einsetzt, in den Kondensatoren aufspeichern und sozusagen plötzlich, einem Schusse vergleichbar, freigegeben werden. Um vollkommene Resonanz zu erreichen, wird, da sich die Ausstrahlung ununterbrochen vollzieht, die zur Aufwendung gelangende Energiemenge jedenfalls größer werden, als dort, wo die Ausstrahlung durch verhältnismäßig sehr lange Pausen, wie dies heute der Fall ist, unterbrochen wird. Dagegen wird die Intensität der Ausstrahlung eine bedeutend geringere sein können, denn die ununterbrochene Einwirkung der Wellenzüge bringt den Wellenfänger, selbst bei sehr schwachen Impulsen, sehr bald zum kräftigen Mitschwingen. Eine Berechnung

der verbrauchten Energiemengen müßte trotz der geringeren Intensität für die vollkommene Abstimmung einen ungleich höheren Energieverbrauch ergeben, als für die dermalige unvollkommene Abstimmung, der durch die erstere jedoch erzielbare Gewinn in Bezug auf Störungsfreiheit wäre jedoch ein so großer, daß dem gegenüber die höheren Energiekosten nicht in Betracht kommen können.

Gegen absichtliche Störungen, die doch wohl nur in Kriegsfällen oder möglicher- aber nicht wahrscheinlicherweise bei erbittertem Konkurrenzkampfe beabsichtigt werden dürften, schützt auch die vollkommenste Abstimmung nicht, da die empfindlichen Wellenanzeiger auf die für diese Zwecke entsendeten besonders kräftigen Wellenimpulse immer ansprechen werden und sonach unter Umständen eine Nachrichtenaufnahme unmöglich gemacht werden kann.

In diesem Sinne wird der Wert der Abstimmung vielfach noch überschätzt. Für gewisse Zwecke, namentlich auf See, kann eine genaue Abstimmung sogar schädlich werden, und wurde dies bei dem System „Telefunken“ auch berücksichtigt, indem für diese Fälle Einrichtungen mit unscharfer Abstimmung zur Anwendung gelangen.

Bestimmte Zwecke erfordern jedoch unbedingt die Geheimhaltung und Störungsfreiheit.

Es herrscht nun vielfach die Ansicht, daß sich die Geheimhaltung durch Anwendung von Chiffern erreichen lassen wird. Diese Ansicht ist jedoch irrig, da Geheimhaltung und Störungsfreiheit Hand in Hand gehen. Störungen sind aber, wie erwiesen, selbst bei der schärfsten Abstimmung, insbesondere wenn es sich um Uebertragung auf größere Entfernung handelt, nicht auszuschließen. Es wird sonach öfter vorkommen, daß Punkte ausbleiben oder neue Punkte (insbesondere bei atmosphärischen Störungen) erscheinen oder sich ein Strich in mehrere Punkte zersplittert, so daß die Buchstaben leicht falsch gelesen werden. Bei Gebrauch der gewöhnlichen Sprache sind solche verstreute Fehler von keiner großen Bedeutung, da sie aus dem Zusammenhange des Gesamttextes der Nachricht leicht erkannt werden können. Bei Gebrauch von Chiffern hingegen kann die falsche Deutung von nur wenigen Buchstaben den Sinn der ganzen Nachricht ändern. Der Gebrauch von Chiffern erfordert nebstbei große Geschicklichkeit und ist, selbst wenn die Zeichen vollkommen rein anlangen, sehr zeitraubend, was namentlich in Fällen, in welchen die Minuten, wie im Kriege, kostbar sind, einen großen Nachteil bedeutet.

Man sieht hiernach die Ziele, welchen der menschliche Schöpfergeist für die Vervollkommnung der in Betracht kommenden Einrich-

tungen zuzustreben hat, klar vor sich. Diese liegen erstens, trotz der bisher erreichten großen Genauigkeit, welche heute schon erreicht wurde, in einer weiteren Verschärfung der Abstimmung und zweitens in der Wahrung des Geheimnisses und Erreichung einer vollkommenen Störungsfreiheit. Erstere wäre nur durch Entsendung ununterbrochener Wellenzüge zu erreichen und sind hierfür die Grundlagen von Simon und Reich bereits gegeben. Für das zweite hat Bull bereits die Wege gewiesen und wären diese weiter zu verfolgen, da die Ergebnisse der bereits durchgeführten praktischen Versuche die Richtigkeit der zu Grunde liegenden Idee bestätigten und die weitere Ausgestaltung bezw. Verbesserung der Einrichtung vieles für die Zukunft erwarten läßt.

Auch die Lenkung der Wellen in eine bestimmte Richtung ist eine jener wichtigen Aufgaben, die zu lösen der Zukunft noch vorbehalten bleibt. Diesbezüglich scheint es nun durch Verwendung kreisförmig oder elliptisch polarisierter Wellen, sowie durch Ausnützung der Interferenz, wie die Versuche von Professor Artom und auch von Braun erweisen, gelungen zu sein, ganz bedeutende Fortschritte zu erzielen. Daß durch eine gerichtete Telegraphie die Geheimhaltung der Nachrichten wesentlich gefördert wird, bedarf wohl kaum einer eingehenderen Begründung.

Die Möglichkeit der Ueberbrückung sehr großer Entfernungen auf drahtlosem Wege ist dermalen schon gegeben, da eine solche nur von der Energie der ausgestrahlten Wellen, somit von dem Aufwande an primärer Energie abhängt. Es dürfte demnach Marconi auch gelingen, die von ihm geplante Verbindung zwischen Europa und Amerika so herzustellen, daß ein verläßlicher Nachrichtendienst zu erwarten ist. Alle einschlägigen Bestrebungen haben jedoch heute noch nur geringen praktischen Wert, und es steht zu befürchten, daß die ganz außerordentlichen Energiemengen, welche hierfür zur Aufwendung gelangen müssen, trotz gegenteiliger Behauptung, die Nachrichtenvermittelung der schwimmenden und näher liegenden festen Stationen stören werden. Allerdings läßt sich diese Gefahr durch Verwendung elektrischer Wellen sehr großer Längen, die sich auch aus anderen Gründen für die Fernübertragung zweckmäßig erweist, teilweise herabdrücken. Da aber die schwimmenden Stationen meist mit unscharfer Abstimmung arbeiten, somit deren Wellenfänger auch durch Wellen verschiedener Länge ins Mitschwingen versetzt werden, so ist eben ein Ansprechen der Empfangsapparate, namentlich wenn die Schiffe in die Nähe der Sendestelle gelangen, und der Einwirkung von Wellen sehr großer Intensität ausgesetzt sind, nicht ausgeschlossen.

Die Versuche zur Ermöglichung der Sprachübertragung mittels elektrischer Wellen sind dermalen wohl auch nur von mehr oder minder theoretischem Interesse. Gelingt die Lösung, und die ersten Ansätze hierzu sind schon vorhanden, so kann es sich bei den geringen Intensitätsschwankungen, deren Ausgangspunkt die durch die menschliche Stimme erzeugten Schallwellen sind, doch immer nur um die Ueberwindung unbedeutender Entfernungen handeln. Ein Wettbewerb mit der Telephonie über Drähte hat sonach kaum Aussicht auf Erfolg.

Ein Rückblick auf die ersten Anfänge der drahtlosen Telegraphie und der Verfolg der fortschreitenden Entwicklung bis zu den großen Errungenschaften der Jetztzeit läßt nicht nur den gewaltigen Unterschied zwischen einst und jetzt deutlich erkennen, sondern auch deren Zukunft im günstigen Lichte erscheinen.

Theorie der Wechselstromzähler nach Ferrarisschem Prinzip und deren Prüfung an ausgeführten Apparaten.

Von

Dr.-Ing. **E. Morck**, Berlin.

Mit 93 Abbildungen.

Mit der fortschreitenden Entwicklung der Elektrotechnik, dem Entstehen großer Zentralen für Erzeugung von Elektrizität und gleichzeitig dem gesteigerten Bedarf an elektrischem Licht und Energie entstanden als Bindeglied zwischen Produzenten und Konsumenten eine große Anzahl von Verbrauchsmessern oder Elektrizitätszählern, d. h. von Apparaten, welche den Verbrauch in Ampere oder Watt registrieren.

Die Amperestundenzähler wurden verlassen, da die Schwankungen der Spannung nicht verzeichnet wurden, der Zähler also ungenau war. Zur Zeit werden durchweg Wattstundenzähler verwandt, und zwar werden nach der Art der Entstehung der notwendigen Bewegung zwei Gruppen dieser Instrumente unterschieden:

1. Der Uhrenzähler, bei welchem die zu summierende Bewegung durch ein Uhrwerk hervorgebracht wird und unter dem Einfluß des zu messenden Stromes und der Spannung steht.

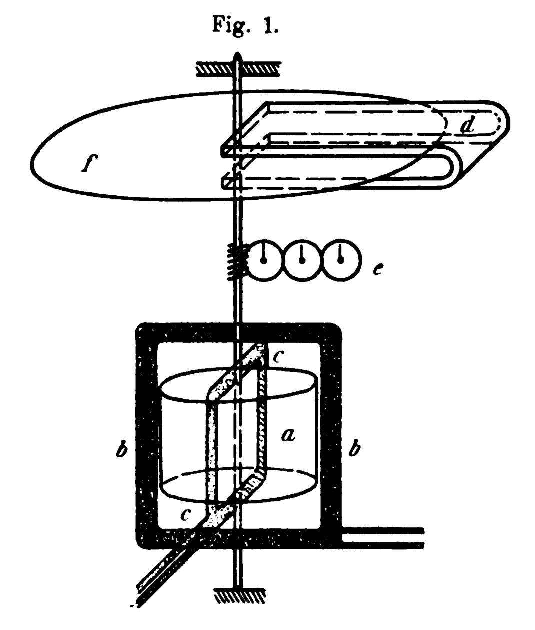
2. Der Motorzähler; bei diesem wird die zu summierende Bewegung durch Strom und Spannung selbst erzeugt.

Als Vertreter der ersten Gruppe sei der bekannte Aronsche Pendelzähler, der im Jahre 1884 erfunden wurde, genannt; für die zweite Gruppe der Thomsonzähler, der in seinem Prinzip ein Siemenssches Dynamometer ist, dessen Gegenkraft in Gestalt einer Feder durch eine bei Rotation auftretende magnetische Bremsung ersetzt ist, während für den sich drehenden Teil die Steuerung des Stromes durch den Kommutator in bekannter Weise erfolgt, und die Drehzahl durch ein Zählwerk summiert wird.

Für Wechselstrom wird die zweite Gruppe ferner durch einen Zähler vertreten, dessen motorischer, beweglicher Teil ein Rotationskörper ist und durch Induktion in Drehung versetzt wird, den Induktionszähler nach Ferrarisschem Prinzip.

Die augenfälligen Vorteile dieser Konstruktion, bedingt durch die Einfachheit des beweglichen Teiles gegenüber einer Komplikation durch ein Uhrwerk bezüglich durch einen Kommutatoranker hinsichtlich Zuverlässigkeit und billigen Herstellungspreises haben allerdings nur dann Wert, wenn nachgewiesen ist, daß sich ein solches Instrument in Bezug auf Genauigkeit der Angaben und Größe des Eigenverbrauches nicht wesentlich ungünstiger verhält als die übrigen Instrumente.

Fig. 1.



Das Verhalten dieses Zählers unter verschiedenartigen Betriebsbedingungen, seine Theorie und eine Erklärung der Versuchsergebnisse wird im folgenden dargestellt.

Der Induktionszähler nach Ferrarisschem Prinzip.

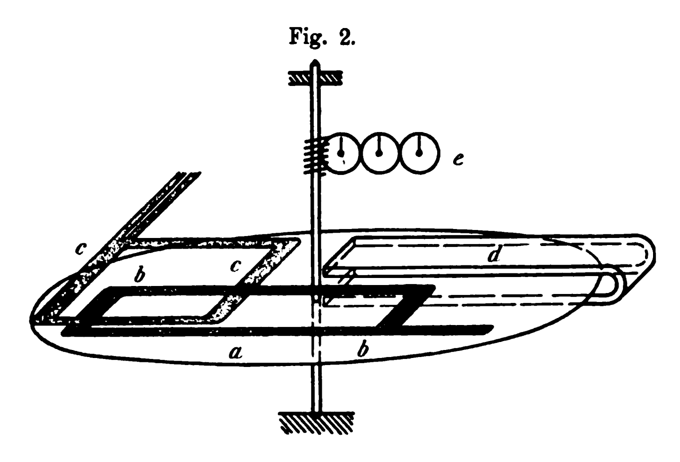
Der grundlegende Ferrarissche Versuch aus dem Jahre 1885 bestand darin, daß ein Kupferzylinder unter dem Einfluß zweier zeitlich und räumlich gegeneinander verschobener Wechselfelder in Drehung versetzt wurde [1]). Ferraris selbst hat darauf hingewiesen, daß auf dieser Grundlage ein Elektrizitätszähler sich konstruieren läßt. Aus diesem Ferrarisschen Prinzip, das in der Motorentechnik so groß-

[1]) Ferraris, Rotazioni eletrodinamiche. Turin 1888.

artige Früchte gezeitigt hat, sind eine ganze Anzahl von Zählerkonstruktionen hervorgegangen.

Der motorische Teil dieser Zähler ist in den Fig. 1 und 2 in den beiden üblichen Formen skizziert. Auf einen Kurzschlußanker a, der als Zylinder in Fig. 1 und als Scheibe in Fig. 2 ausgebildet ist, wirken zwei Felder; das eine derselben (c) wird vom Nutzstrom erzeugt — die Stromphase —, das andere (b) ist von der Spannung abhängig — die Spannungsphase. Die Stromphase hat zuweilen einen Eisenkern, die Spannungsphase stets. Ein permanenter Magnet d wirkt auf den Kurzschlußanker a oder eine besondere Bremsscheibe f als

Fig. 2.



Bremsung, während ein Zählwerk e die Drehzahl summiert. Der Wattverbrauch kann an dem Zählwerk genau abgelesen werden, wenn die Drehzahl u des Ankers in jedem Augenblick proportional der Leistung des Wechselstromes im äußeren Stromkreis ist, wenn also

$$u \text{ proportional } E_p \,.\, J \,.\, \cos\varphi$$

ist. Dies ist die Forderung, die an einen Zähler für Wechselstrom zu stellen ist.

Eine Theorie dieser Apparate ist zuerst von Bruger gegeben worden [1]). Die Ableitung des motorischen Drehmomentes geschieht zum Teil graphisch und zwar unter folgenden Voraussetzungen:

Strom und Spannung sind sinusartig,
Stromfeld und Spannungsfeld sind sinusartig,
der Strom ist proportional dem Stromfeld,

[1]) E.T.Z. 1895, S. 677 ff.

die Spannung ist proportional dem Spannungsfeld,
die räumliche und zeitliche Verschiebung der beiden Felder beträgt $\frac{\pi}{2}$.

Eine auf denselben Voraussetzungen aufgebaute Theorie ist von Schrottke angedeutet[1]), und zwar stützt sich diese auf die Görgessche Theorie der asynchronen Wechselstrommotoren[2]).

Eine Erklärung der Fehler des Zählers hat Stern bei verschiedenem Strom versucht[3]). Er macht jedoch die Annahme, daß Strom und Stromfeld proportional sind. Infolgedessen gelangt er zu einer Erklärungskurve, die zwar durch drei Punkte der Zählerfehlerkurve geht, das Wesen derselben namentlich bei kleinem Werte des Stromes nicht erklärt.

Eine auf ganz anderen Grundlagen beruhende Erklärung der Fehlerkurve eines Zählers bei verschiedenem Strom hat Busch gegeben[4]). Er sagt: „Die Gestalt der Kurve rührt daher, daß ein pulsierendes Drehfeld entsteht, welches auf den sich bewegenden Rotor dämpfend einwirkt. Die Stelle, an welcher das Drehfeld am gleichmäßigsten ist, entspricht dem Maximum der Kurve; bei abnehmendem Strom überwiegt das Spannungsfeld und gibt daher eine zusätzliche Dämpfung, bei zunehmendem Strom bewirkt der Strom dieselbe."

Diese Erklärung, die ohne Begründung gegeben ist, widerspricht der Theorie; der Einfluß der Dämpfung durch das Spannungsfeld bewirkt bei kleinen Werten des Stromes keinen Abfall der Zählerkurve.

Im folgenden soll nun eine allgemeine Theorie dieser Apparate aufgestellt werden und zwar für:

beliebigen Verlauf der Spannungskurve,
beliebigen Verlauf der Stromkurve,
das Spannungsfeld ist in beliebiger Weise von der Spannung abhängig,
das Stromfeld ist in beliebiger Weise vom Strom abhängig,
die räumlichen und zeitlichen Verschiebungen von Spannung und Strom, von Spannungsfeld und Stromfeld sind beliebig.

Zur Prüfung dieser Theorie wurden an vier Zählern verschiedener Firmen Versuche angestellt bei:

---

[1]) E.T.Z. 1901, S. 657 ff.
[2]) E.T.Z. 1895, S. 750 ff.
[3]) E.T.Z. 1902, S. 774 ff.
[4]) E.T.Z. 1903, S. 509 ff.

verschiedener Stromstärke,
verschiedener Periodenzahl,
verschiedener Spannung,
verschiedenem Leistungsfaktor,
verschiedener Kurvenform.

Die entstandenen Fehlerkurven der Zähler wurden nun dadurch erklärt, daß die jeweiligen variablen Größen der Theorie auf besondere Weise experimentell untersucht wurden.

Der Gang im nachstehenden ist der folgende:

I. Theorie.

1. Drehmoment des Motors.
   a) Beide Felder sinusartig, räumliche und zeitliche Verschiebung $\frac{\pi}{2}$.
   b) Beide Felder sinusartig, räumliche und zeitliche Verschiebung beliebig.
   c) Beide Felder haben beliebigen Verlauf, räumliche und zeitliche Verschiebung beliebig.
2. Widerstandsmoment der Reibung.
3. Drehmoment der Kompensation der Reibung.
4. Widerstandsmoment der Bremsung.
5. Drehmoment durch die Verzerrung des Stromfeldes.
6. Die Drehzahl des Ankers und Diskussion.

II. Messungen an den Zählern.

1. Beschreibung der Zähler und des Verfahrens der zeitlichen Verschiebung der Felder.
2. Kritische Untersuchung der zur Eichung benutzten Instrumente.
3. Die Kurvenform der Wechselströme.
4. Untersuchung bei verschiedenem Strom und Periodenzahl.
5. Untersuchung bei verschiedenem Strom und Spannung.
6. Untersuchung bei verschiedenem Strom und Leistungsfaktor.
7. Untersuchung bei verschiedenem Strom und Kurvenform.
8. Untersuchung des Eigenverbrauches.
9. Untersuchung des Leerlaufes.
10. Untersuchung des Anlaufes.
11. Zulässige Fehler.

III. Erklärung der Kurven an Hand der Theorie.

1. Experimentelle Untersuchung der variablen Größen der Theorie.
   a) Kritik der Methode.
   b) Messung der Stromfelder bei variablem Strom.
   c) Messung der Spannungsfelder bei variabler Spannung.
   d) Messung der Spannungsfelder bei variabler Periodenzahl.
2. Erklärung der Betriebskurven und Verallgemeinerung der Ergebnisse.

I. Theorie.

Folgende Drehmomente wirken auf die Achse des Motors:

Der Zweiphasenmotor übt ein Drehmoment D_M aus.

Entgegengesetzt wirkt das Widerstandsmoment der Reibung D_R.

Im Sinne des motorischen Drehmomentes wirkt das Drehmoment der Kompensation der Reibung D_{Ep}.

Entgegengesetzt wirkt das Widerstandsmoment der Bremse D_B.

Endlich ist noch ein Drehmoment vorhanden, das von der Verzerrung des Stromfeldes herrührt, D_J; in welchem Sinne dasselbe wirkt, ist bei den einzelnen Konstruktionen besonders zu untersuchen. Demnach wird gesetzt $\pm D_J$.

Für einen dynamischen Gleichgewichtszustand ist die Summe der Drehmomente gleich Null, also:

$$D_M - D_R + D_{Ep} - D_B \pm D_J = 0.$$

1. Drehmoment des Motors.

a) Es seien zwei homogene sinusartige Felder vorhanden, die gegeneinander um $\frac{\pi}{2}$ räumlich und zeitlich verschoben sind, für den Fall, daß der Leistungsfaktor im äußeren Stromkreis eins, der entsprechende Winkel φ Null ist.

Die beiden Felder sind:

$$B x_t = B x_{max} \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$B y_t = B y_{max} \cdot \sin \omega t.$$

Hierin bedeuten B_t die momentanen, B_{max} die maximalen Werte der Felder; ω ist die Winkelgeschwindigkeit des Feldes und φ ist der Winkel, der dem Leistungsfaktor entspricht. B_t und B_{max} wirken den

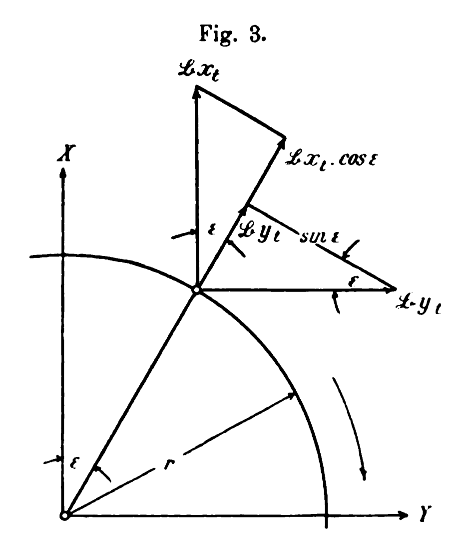
Indices entsprechend in der X und Y Achse auf einen zylindrischen Anker. (Die Ableitung gilt in analoger Weise mutatis mutandis auch für einen Scheibenanker.)

Betrachtet wird ein Element des Ankers unter dem Winkel ε.

Aus der Fig. 3 ergeben sich die auf dieses Element wirkenden Radialkomponenten der Felder mit:

$$B x_{\varepsilon t} = - B x_{max} \cdot \cos(\omega t + \varphi) \cdot \cos \varepsilon,$$
$$B y_{\varepsilon t} = B y_{max} \cdot \sin \omega t \cdot \sin \varepsilon.$$

Fig. 3.



$B x_{\varepsilon t}$ und $B y_{\varepsilon t}$ können folgendermaßen zerlegt werden; der einfachen Schreibweise wegen werde gesetzt:

$$B x_{max} = 2q,$$
$$B y_{max} = 2p.$$

Es folgt dann:

$$B x_{\varepsilon t} = -2q \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t + \varphi - \varepsilon) + \frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t + \varphi + \varepsilon)\right],$$

$$B y_{\varepsilon t} = 2p \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t - \varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t + \varepsilon)\right]$$

oder

$$B y_{\varepsilon t} = p \cdot \cos(\varepsilon - \omega t) - p \cdot \cos(\varepsilon + \omega t),$$
$$B x_{\varepsilon t} = - q \cdot \cos(\varepsilon - \omega t - \varphi) - q \cdot \cos(\varepsilon + \varphi + \omega t).$$

Jedes Wechselfeld erscheint in zwei entgegengesetzt rotierende Drehfelder zerlegt. Nun dreht sich ein Feld mit konstanter Winkel-

geschwindigkeit im Sinne der Zählrichtung von ε, wenn es von der Form ist:

$$B_{\varepsilon t} = B_{max} \cdot \sin(\varepsilon - \omega t),$$

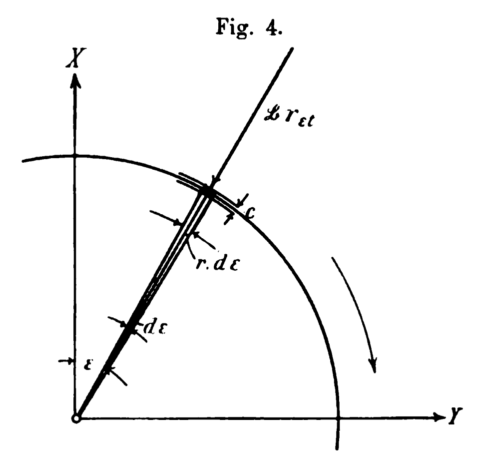
wenn also ε und ωt verschiedene Vorzeichen haben [1]).

Die gleichsinnig drehenden Felder werden addiert, und es bleibt ein rechts drehendes Feld $Br_{\varepsilon t}$ und ein links drehendes $Bl_{\varepsilon t}$.

$$Br_{\varepsilon t} = p \cdot \cos(\varepsilon - \omega t) - q \cdot \cos(\varepsilon - \omega t - \varphi),$$
$$Bl_{\varepsilon t} = -p \cdot \cos(\varepsilon + \omega t) - q \cdot \cos(\varepsilon + \omega t + \varphi).$$

Der Anker wird nun aus Elementarleitern zusammengesetzt gedacht (Fig. 4): ein solches Ankerelement habe die Breite $r \cdot d\varepsilon$ und stehe

Fig. 4.



unter dem Winkel ε. r ist hierbei der mittlere Radius des Zylinders und Winkel $d\varepsilon$ ist durch die Figur definiert.

Fließt nun in dem Element ein Strom J und hat er die Länge l, so ist die Kraft F, die senkrecht auf $Br_{\varepsilon t}$ gerichtet ist, bestimmt durch

$$F = Br_{\varepsilon t} \cdot J \cdot l.$$

Der Strom J ergibt sich aus der vorhandenen E.M.K. E und dem Widerstand des Leiters.

Die E.M.K. wird dadurch in dem Leiter erzeugt, daß der Leiter sich in dem Felde $Br_{\varepsilon t}$ mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Leiter und $Br_{\varepsilon t}$ bewegt.

Die Relativgeschwindigkeit s_r ist, wenn u_r die relative Drehzahl:

$$s_r = 2 \cdot r \cdot \pi \cdot u_r.$$

[1]) Roeßler, Elektromotoren für Wechselstrom und Drehstrom, 1901, S. 36 ff.

Also

$$E = B r_{\varepsilon t} \,.\, l \,.\, s_r = B r_{\varepsilon t} \,.\, l \,.\, 2 \,.\, r \,.\, \pi \,.\, u_r.$$

Bei der Länge l des Leiters, dem spezifischen Widerstand ρ und dem Querschnitt $r \,.\, d\varepsilon \,.\, c$ wird sein Widerstand W:

$$W = \frac{l \,.\, \rho}{r \,.\, d\varepsilon \,.\, c}.$$

c ist die Wandstärke des Zylinders. Es folgt:

$$J = \frac{B r_{\varepsilon t} \,.\, l \,.\, 2 \,.\, \pi \,.\, r \,.\, u_r \,.\, r \,.\, d\varepsilon \,.\, c}{l \,.\, \rho},$$

(der Widerstand des Stromschlusses ist als sehr klein hier vernachlässigt), und

$$F = \frac{B r_{\varepsilon t} \,.\, l \,.\, B r_{\varepsilon t} \,.\, l \,.\, 2 \,.\, \pi \,.\, r \,.\, u_r \,.\, d\varepsilon \,.\, c}{l \,.\, \rho}$$

oder

$$F = 2 \,.\, \pi \,.\, l \,.\, r^2 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, B r_{\varepsilon t}^2 \,.\, d\varepsilon \,.\, u_r.$$

Diese Kraft wirkt am Hebelarm r; wenn mit $d(D_1)$ und $d(D_2)$ bezüglich das rechts und links drehende Moment für den Elementarleiter bezeichnet werden, so ergibt sich:

$$d(D_1) = 2 \,.\, \pi \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, B r_{\varepsilon t}^2 \,.\, u_r \,.\, d\varepsilon,$$

$$d(D_2) = 2 \,.\, \pi \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, B l_{\varepsilon t}^2 \,.\, u_l \,.\, d\varepsilon.$$

Dies gilt für ein Drehmoment unter dem Winkel ε von der Breite $d\varepsilon \,.\, r$. Um das gesamte, auf den Anker ausgeübte Drehmoment zu erhalten, sind die Drehmomente in den Grenzen $\varepsilon = 0$ bis $\varepsilon = 2\pi$ zu integrieren, und es folgt:

$$D_1 = 2 \,.\, \pi \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, u_r \,.\, \int_0^{2\pi} B r_{\varepsilon t}^2 \,.\, d\varepsilon,$$

$$D_2 = 2 \,.\, \pi \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, u_l \,.\, \int_0^{2\pi} B l_{\varepsilon t}^2 \,.\, d\varepsilon.$$

Hierin bedeuten D_1 und D_2 die entsprechenden Gesamtdrehmomente.

Die Integration ergibt:

$$\int_0^{2\pi} B r_{\varepsilon t}^2 . d\varepsilon = \int_0^{2\pi} [p . \cos(\varepsilon - \omega t) - q . \cos(\varepsilon - \omega t - \varphi)]^2 . d\varepsilon$$
$$= p^2 . \pi + q^2 . \pi - 2 . p . q . \pi . \cos\varphi,$$

$$\int_0^{2\pi} B l_{\varepsilon t}^2 . d\varepsilon = \int_0^{2\pi} [- p . \cos(\varepsilon + \omega t) - q . \cos(\varepsilon + \omega t + \varphi)]^2 . d\varepsilon$$
$$= p^2 . \pi + q^2 . \pi + 2 . p . q . \pi . \cos\varphi.$$

Mithin:

$$D_1 = 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . u_r . (p^2 + q^2 - 2 . p . q . \cos\varphi),$$

$$D_2 = 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . u_l . (p^2 + q^2 + 2 . p . q . \cos\varphi).$$

Zwischen u_r und u_l besteht die Beziehung

$$u_r = \nu - (u),$$
$$u_l = \nu + (u).$$

Hierin ist ν die Drehzahl des Feldes oder Periodenzahl, u die Drehzahl des Ankers. Ob das Vorzeichen von u richtig gewählt ist, muß erst noch bestimmt werden. Deshalb wird statt u gesetzt (u), um anzudeuten, das Vorzeichen ist unbestimmt.

Zur Bestimmung desselben wird für einen dynamischen Gleichgewichtszustand unter der Annahme, es wirke nur D_1 und D_2, gesetzt:

$$D_1 - D_2 = 0.$$

Also:

$$D_1 - D_2 = 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . \begin{bmatrix} (p^2 + q^2 - 2 . p . q . \cos\varphi) . [\nu - (u)] \\ -(p^2 + q^2 + 2 . p . q . \cos\varphi) . [\nu + (u)] \end{bmatrix} = 0.$$

Oder:

$$(p^2 + q^2 - 2 . p . q . \cos\varphi) . [\nu - (u)] - (p^2 + q^2 + 2 . p . q . \cos\varphi) . [\nu + (u)] = 0.$$

Dieses ausmultipliziert ergibt:

$$\left.\begin{matrix} \nu . p^2 + \nu . q^2 - \nu . 2 . p . q . \cos\varphi - (u) . p^2 - (u) . q^2 + (u) . 2 . p . q . \cos\varphi \\ - \nu . p^2 - \nu . q^2 - \nu . 2 . p . q . \cos\varphi - (u) . p^2 - (u) . q^2 - (u) . 2 . p . q . \cos\varphi \end{matrix}\right\} = 0.$$

Oder:

$$- \nu . 2 . p . q . \cos\varphi - (u) . (p^2 + q^2) = 0.$$

Nach (u) aufgelöst ergibt:

$$(u) = - . \frac{2 . p . q . \cos\varphi}{p^2 + q^2} . \nu.$$

Nun sind p, q, ν absolute Zahlen; liegt φ zwischen $+\frac{\pi}{2}$ und $-\frac{\pi}{2}$, was für vorliegende Apparate erfüllt ist, so ist die Gleichung nur richtig, wenn

$$(u) = -u.$$

Demnach muß geschrieben werden:

$$u_r = \nu + u,$$
$$u_l = \nu - u.$$

Damit folgt:

$$D_1 = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot (p^2 + q^2 - 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi) \cdot (\nu + u),$$

$$D_2 = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot (p^2 + q^2 + 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi) \cdot (\nu - u).$$

Hieraus ist ohne weiteres zu entnehmen, daß der Anker sich im Sinne von D_2 dreht, also ist D_2 größer als D_1. Das motorische Drehmoment wird dann:

$$D_M = D_2 - D_1.$$

Die Werte für D_2 und D_1 eingesetzt ergibt:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} +\nu \cdot p^2 + \nu \cdot q^2 + \nu \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi \\ -u \cdot p^2 - u \cdot q^2 - u \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi \\ -\nu \cdot p^2 - \nu \cdot q^2 + \nu \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi \\ -u \cdot p^2 - u \cdot q^2 + u \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi \end{bmatrix}$$

Oder:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot [4 \cdot p \cdot q \cdot \cos\varphi \cdot \nu - 2 \cdot u \cdot (p^2 + q^2)].$$

Nun werden für p und q die ursprünglichen Werte eingesetzt; mithin:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left[Bx_{max} \cdot By_{max} \cdot \cos\varphi \cdot \nu - \frac{1}{2} \cdot u \cdot (Bx_{max}^2 + By_{max}^2) \right].$$

Mit den Effektivwerten

$$\sqrt{M(Bx_t)^2} = Bx = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot Bx_{max},$$

$$\sqrt{M(By_t)^2} = By = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot By_{max}$$

folgt schließlich als Ausdruck für das motorische Drehmoment unter

Zugrundelegung sinusartiger Felder und einer räumlichen und zeitlichen Verschiebung von $\frac{\pi}{2}$:

$$\mathbf{D_M} = \mathbf{2} \cdot \pi^2 \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{r}^3 \cdot \mathbf{c} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot [\mathbf{2} \cdot \mathbf{Bx} \cdot \mathbf{By} \cdot \cos\varphi \cdot \nu - \mathbf{u} \cdot (\mathbf{Bx}^2 + \mathbf{By}^2)].$$

Angenommen, Ep sei proportional Bx und J proportional By, was nur bei eisenlosen Zählern der Fall ist, so kann geschrieben werden, wenn ν konstant ist:

$$D_M = c_1 \cdot Ep \cdot J \cdot \cos\varphi - (c_2 \cdot Ep^2 + c_3 \cdot J^2) \cdot u.$$

Wird ferner angenommen, daß die Reibung genau kompensiert und ein permanenter Magnet zur Erzeugung der Bremsung hinzugefügt wird, so folgt für dynamischen Gleichgewichtszustand

$$c_1 \cdot Ep \cdot J \cdot \cos\varphi - (c_2 \cdot Ep^2 + c_3 \cdot J^2 + c_4) \cdot u = 0.$$

Hierin ist $c_4 \cdot u$ das Widerstandsmoment der Bremsung (vergl. hierzu I, 4, S. 301). Mithin:

$$u = \frac{c_1 \cdot Ep \cdot J \cdot \cos\varphi}{c_4 + Ep^2 \cdot c_2 + J^2 \cdot c_3}.$$

Auf eine analoge Formel kommen **Bruger** und **Schrottke**.

Nun könnte c_4 so groß gemacht werden, daß die Bremsung durch die Wechselfelder, dargestellt durch $c_2 \cdot Ep^2$ und $c_3 \cdot J^2$, dagegen vernachlässigt werden kann. Dann wäre die Drehzahl u direkt proportional dem Wattverbrauch, der Elektrizitätszähler wäre ein idealer Verbrauchsmesser.

Es wird nun besonders darauf hingewiesen, daß zwischen den Feldern, oder bei der angenommenen Proportionalität zwischen Ep und J bei induktionsfreier Belastung, eine zeitliche Verschiebung von $\frac{\pi}{2}$ Bedingung war. Diese Bedingung, die unter obiger Voraussetzung zutrifft, muß für das wirkliche Verhalten der Zähler, wie später gezeigt wird, modifiziert werden. Sie ist zuerst von **Bruger** in dem bereits zitierten Aufsatz aufgestellt, und erst mit ihrer Erfüllung konnten die Zähler nach **Ferraris**schem Prinzip bei induktiver Belastung richtige Angaben liefern.

Die Vorgänge in der Praxis sind aber wesentlich verwickelter als bisher angenommen; die Anforderungen in Bezug auf dauernde Genauigkeit, geringen Eigenverbrauch, billige und widerstandsfähige Konstruktionen, Unabhängigkeit von äußeren Einflüssen u. s. w. wider-

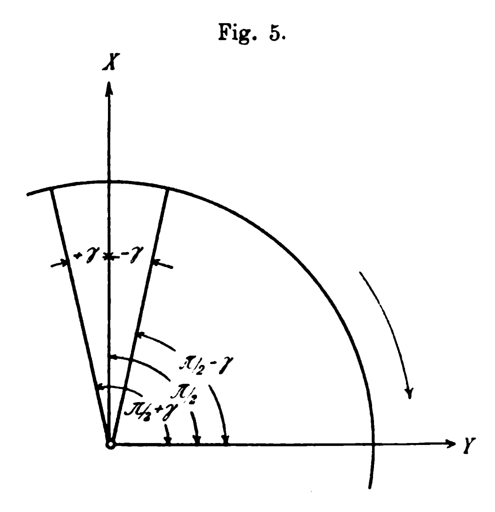


sprechen zum Teil einander; zwischen ihnen ist ein Kompromiß zu schließen.

Obige Formel, die graphisch abgeleitete Theorie von Bruger, die Formel von Schrottke genügen nicht, um das Verhalten der Zähler zu erklären. Die Voraussetzungen mußten allmählich fallen gelassen und eine erweiterte Theorie geschaffen werden, wobei der bei der oben abgeleiteten Formel für die Drehzahl des Ankers eingeschlagene Weg auch hierbei zum Ziele führte.

Zunächst wurde die an die räumliche und zeitliche Verschiebung

Fig. 5.



der Felder geknüpfte Bedingung fallen gelassen und diese Verschiebung als beliebig angenommen.

b) Es seien zwei homogene sinusartige Felder vorhanden von beliebiger räumlicher und zeitlicher Verschiebung gegeneinander.

$B x_t$ eile $B y_t$ zeitlich um $\varphi - \left(\frac{\pi}{2} \pm \gamma\right)$ vor, γ ist ein beliebiger Winkel; sein Vorzeichen ist durch die Figur definiert (siehe Fig. 5).

Es ergeben sich dann die beiden Wechselfelder:

$$B x_t = B x_{max} . \sin \left[\omega t + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} \pm \gamma\right)\right],$$

$$B y_t = B y_{max} . \sin \omega t.$$

Es wird gesetzt:

$$B x_{max} = 2 . q,$$

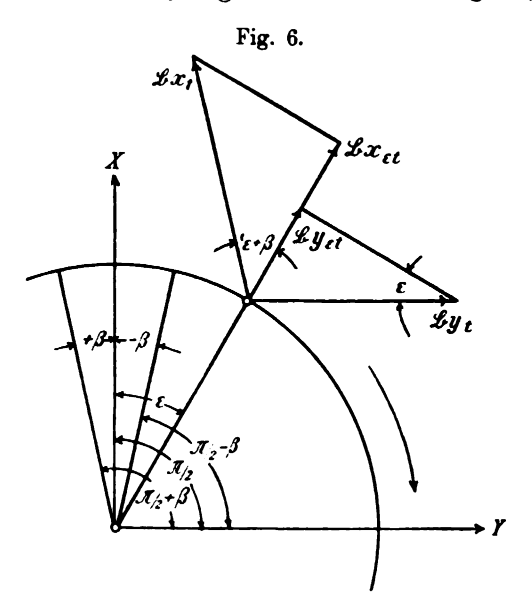
$$B y_{max} = 2 . p$$

und es folgt:

$$B x_t = 2 \,.\, q \,.\, \sin \left[\omega t + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} \pm \gamma\right)\right],$$
$$B y_t = 2 \,.\, p \,.\, \sin \omega t.$$

Räumlich seien die beiden Felder um $\frac{\pi}{2} \pm \beta$ verschoben; der Sinn des Vorzeichens von β ergibt sich aus der Figur (siehe Fig. 6).

Fig. 6.



Es wird zunächst positives β und γ angenommen. Die unter dem Winkel ε wirkenden Radialkomponenten sind:

$$B x_{\varepsilon t} = B x_t \,.\, \cos (\varepsilon + \beta),$$
$$B y_{\varepsilon t} = B y_t \,.\, \sin \varepsilon$$

oder

$$B x_{\varepsilon t} = 2 \,.\, q \,.\, \sin \left[\omega t + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right] . \cos (\varepsilon + \beta),$$
$$B y_{\varepsilon t} = 2 \,.\, p \,.\, \sin \omega t \,.\, \sin \varepsilon.$$

Aufgelöst in Drehfelder ergibt sich:

$$B x_{\varepsilon t} = 2 \,.\, q \,.\, \left[\frac{1}{2} \,.\, \sin \left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma + \varepsilon + \beta\right) + \frac{1}{2} \,.\, \sin \left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma - \varepsilon - \beta\right)\right],$$

$$B y_{\varepsilon t} = 2 \,.\, p \,.\, \left[\frac{1}{2} \,.\, \cos (\omega t - \varepsilon) - \frac{1}{2} \,.\, \cos (\omega t + \varepsilon)\right].$$

Umgeschrieben folgt:

$$Bx_{\varepsilon t} = q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma + \varepsilon + \beta\right) + q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma - \varepsilon - \beta\right),$$

$$By_{\varepsilon t} = p \cdot \cos(\omega t - \varepsilon) - p \cdot \cos(\omega t + \varepsilon).$$

Die gleichsinnigen Felder werden addiert: es ergibt sich ein rechts und ein links drehendes Feld:

$$Br_{\varepsilon t} = p \cdot \cos(\omega t - \varepsilon) + q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma - \varepsilon - \beta\right),$$

$$Bl_{\varepsilon t} = -p \cdot \cos(\omega t + \varepsilon) + q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma + \varepsilon + \beta\right).$$

Analog mit der vorigen Entwicklung wird erhalten:

$$D_1 = 2 \cdot \pi \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot u_r \cdot \int_0^{2\pi} Br_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon,$$

$$D_2 = 2 \cdot \pi \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot u_l \cdot \int_0^{2\pi} Bl_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon.$$

Es werden die Integrale gebildet:

$$\int_0^{2\pi} Br_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon =$$

$$= \int_0^{2\pi} \left[p \cdot \cos(\omega t - \varepsilon) + q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma - \varepsilon - \beta\right)\right]^2 \cdot d\varepsilon$$

$$= \pi \cdot p^2 + \pi \cdot q^2 - 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi - \beta - \gamma) \cdot \pi,$$

$$\int_0^{2\pi} Bl_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon =$$

$$= \int_0^{2\pi} \left[-p \cdot \cos(\omega t + \varepsilon) + q \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \gamma + \varepsilon + \beta\right)\right]^2 \cdot d\varepsilon$$

$$= \pi \cdot p^2 + \pi \cdot q^2 + 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi + \beta - \gamma) \cdot \pi.$$

Mithin:

$$D_1 = 2 \cdot l \cdot \pi^2 \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot [p^2 + q^2 - 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi - \beta - \gamma)] \cdot (\nu + u),$$

$$D_2 = 2 \cdot l \cdot \pi^2 \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot [p^2 + q^2 + 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi + \beta - \gamma)] \cdot (\nu - u),$$

$$D_M = D_2 - D_1 = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \begin{bmatrix} \nu \cdot p^2 + \nu \cdot q^2 + 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi + \beta - \gamma) \cdot \nu \\ -u \cdot p^2 - u \cdot q^2 - u \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi + \beta - \gamma) \\ -\nu \cdot p^2 - \nu \cdot q^2 + \nu \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi - \beta - \gamma) \\ -u \cdot p^2 - u \cdot q^2 + u \cdot 2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi - \beta - \gamma) \end{bmatrix}$$

Mit

$$\cos(\varphi - \gamma + \beta) + \cos(\varphi - \gamma - \beta) = 2 \cdot \cos(\varphi - \gamma) \cdot \cos\beta,$$
$$\cos(\varphi - \gamma + \beta) - \cos(\varphi - \gamma - \beta) = -2 \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta$$

folgt:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} 4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\varphi - \gamma) \cdot \cos\beta \cdot \nu \\ + u \cdot 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta - 2(p^2 + q^2) \cdot u \end{bmatrix}.$$

Es werden die Werte für p und q eingesetzt:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} B x_{max} \cdot B y_{max} \cdot \cos(\varphi - \gamma) \cdot \cos\beta \cdot \nu \\ + u \cdot B x_{max} \cdot B y_{max} \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta \\ - \frac{1}{2} \cdot (B x_{max}{}^2 + B y_{max}{}^2) \cdot u \end{bmatrix}$$

Werden noch die Effektivwerte eingeführt, so folgt für positives β und γ (für negative Werte sind die entsprechenden Zeichen zu wählen):

$$\mathbf{D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \cos(\varphi - \gamma) \cdot \cos\beta \cdot \nu \\ + u \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta - u \cdot (Bx^2 + By^2) \end{bmatrix}}.$$

Aus dem Endresultat ist gegenüber dem unter a) entwickelten Ausdruck von D_M in den Größen β und γ der Einfluß der Abweichung der räumlichen und zeitlichen Verschiebung von $\frac{\pi}{2}$ zu erkennen.

Außerordentlich bemerkenswert ist das Auftreten eines ganz neuen Gliedes, nämlich

$$u \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta;$$

sein Einfluß ergibt sich bei der Erklärung der Betriebsergebnisse. Dieses Glied kann positiv oder negativ sein und rührt von den Pulsationen des Drehfeldes her.

$2 \cdot Bx \cdot By \cdot \sin(\varphi - \gamma) \cdot \sin\beta + Bx^2 + By^2$ stellt die Gesamtbremsung des Ankers durch das Drehfeld dar.

In der vorstehenden Formel ist jedoch noch die Annahme sinusartiger Felder vorhanden; auch diese Annahme soll in dem folgenden fallen gelassen werden.

c) Es seien zwei Felder von beliebigem Verlauf, beliebiger räumlicher und zeitlicher Verschiebung vorhanden.

Bx_t eilt gegen By_t um $\varphi - \left(\frac{\pi}{2} \pm \gamma\right)$ vor. γ ist unter b definiert.

Es seien die beiden folgenden Felder vorhanden:



$$B x_t = B x_{1\,max} \, . \sin\left[\omega t + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right) + \delta_1\right]$$
$$+ B x_{3\,max} \, . \sin\left[3 \, . \, \omega t + \delta_3 + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right]$$
$$+ B x_{5\,max} \, . \sin\left[5 \, . \, \omega t + \delta_5 + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right] + \ldots,$$

$$B y_t = B y_{1\,max} \, . \sin(\omega t + \lambda_1) + B y_{3\,max} \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \lambda_3)$$
$$+ B y_{5\,max} \, . \sin(5 \, . \, \omega t + \lambda_5) + \ldots,$$

nach der bekannten Auflösung von Kurven in Sinuskurven nach Fourier; die geraden Glieder fallen weg, da nach der Definition der Wechselstromkurven diese zur Abszissenachse symmetrisch liegen.

Mit

$$B x_{1\,max} = 2 \, . \, q_1 \qquad B y_{1\,max} = 2 \, . \, p_1$$
$$B x_{3\,max} = 2 \, . \, q_3 \qquad B y_{3\,max} = 2 \, . \, p_3$$
$$B x_{5\,max} = 2 \, . \, q_5 \qquad B y_{5\,max} = 2 \, . \, p_5 \text{ u. s. w.}$$

folgt:

$$B x_t = 2 \, . \, q_1 \, . \sin\left[\omega t + \delta_1 + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right]$$
$$+ 2 \, . \, q_3 \, . \sin\left[3 \, . \, \omega t + \delta_3 + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right]$$
$$+ 2 \, . \, q_5 \, . \sin\left[5 \, . \, \omega t + \delta_5 + \varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right)\right] + \ldots$$

$$B y_t = 2 \, . \, p_1 \, . \sin(\omega t + \lambda_1) + 2 \, . \, p_3 \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \lambda_3)$$
$$+ 2 \, . \, p_5 \, . \sin(5 \, . \, \omega t + \lambda_5) + \ldots$$

Der einfachen Schreibweise halber soll gesetzt werden:

$$\varphi - \left(\frac{\pi}{2} + \gamma\right) = \eta.$$

Die unter dem Winkel ε wirkenden Radialkomponenten sind analog mit der Entwicklung unter b:

$$B x_t = [2 \, . \, q_1 \, . \sin(\omega t + \delta_1 + \eta) + 2 \, . \, q_3 \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \delta_3 + \eta) + \ldots] \, . \cos(\varepsilon + \beta),$$
$$B y_t = [2 \, . \, p_1 \, . \sin(\omega t + \lambda_1) + 2 \, . \, p_3 \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \lambda_3) + \ldots] \, . \sin \varepsilon.$$

Ausmultipliziert und aufgelöst ergibt sich:

$$B x_t = 2 \, q_1 \, . \left[\frac{1}{2} \, . \sin(\omega t + \delta_1 + \eta + \varepsilon + \beta) + \frac{1}{2} \, . \sin(\omega t + \delta_1 + \eta - \varepsilon - \beta)\right]$$
$$+ 2 \, . \, q_3 \, . \left[\frac{1}{2} \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \delta_3 + \eta + \varepsilon + \beta) + \frac{1}{2} \, . \sin(3 \, . \, \omega t + \delta_3 + \eta - \varepsilon - \beta)\right] + \ldots$$

$$B y_t = 2 \cdot p_1 \left[\frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t + \lambda_1 - \varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \cos(\omega t + \lambda_1 + \varepsilon)\right]$$
$$+ 2 \cdot p_3 \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \cos(3 \cdot \omega t + \lambda_3 - \varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \cos(3 \cdot \omega t + \lambda_3 + \varepsilon)\right] + \ldots$$

In Drehfelder zerlegt und die gleichsinnigen addiert:

$$B r_{\varepsilon t} = p_1 \cdot \cos(\omega t + \lambda_1 - \varepsilon) + p_3 \cdot \cos(3 \cdot \omega t + \lambda_3 + \varepsilon) + \ldots$$
$$+ q_1 \cdot \sin(\omega t + \delta_1 + \eta - \varepsilon - \beta) + q_3 \cdot \sin(3 \cdot \omega t + \delta_3 + \eta - \varepsilon - \beta) + \ldots,$$

$$B l_{\varepsilon t} = - p_1 \cdot \cos(\omega t + \lambda_1 + \varepsilon) - p_3 \cdot \cos(3 \cdot \omega t + \lambda_3 + \varepsilon) + \ldots$$
$$+ q_1 \cdot \sin(\omega t + \delta_1 + \eta + \varepsilon + \beta) + q_3 \cdot \sin(3 \cdot \omega t + \delta_3 + \eta + \varepsilon + \beta) + \ldots$$

Es wird nun gebildet:

$$\int_0^{2\pi} B r_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon \quad \text{und} \quad \int_0^{2\pi} B l_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon.$$

Diese Integrale sind Bestandteile des zu bildenden Drehmomentes, analog mit dem Entwicklungsgang unter b und sollen zuvörderst bestimmt werden.

Dies ergibt:

$$\begin{aligned}\int_0^{2\pi} B r_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon = & + p_1^2 \cdot \pi + p_3^2 \cdot \pi + \ldots \\ & + q_1^2 \cdot \pi + q_3^2 \cdot \pi + \ldots \\ & + 2 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \pi \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) \\ & \quad + 2 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \pi \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta - \beta) + \ldots \\ & + 2 \cdot p_1 \cdot p_3 \cdot \pi \cdot \cos(2 \cdot \omega t + \lambda_3 - \lambda_1) + \ldots \\ & + 2 \cdot q_1 \cdot q_3 \cdot \pi \cdot \sin(2 \cdot \omega t + \delta_3 - \delta_1) + \ldots \\ & + 2 \cdot p_1 \cdot q_3 \cdot \pi \cdot \sin(2 \cdot \omega t + \delta_3 + \eta - \beta - \lambda_1) + \ldots \\ & + 2 \cdot p_3 \cdot q_1 \cdot \pi \cdot \sin(-2 \cdot \omega t + \delta_1 + \eta - \beta - \lambda_3) + \ldots\end{aligned}$$

Von dieser Summe ist das Drehmoment des Ankers abhängig; in dieser Summe kommt jedoch noch als Variable t vor. Das Drehmoment ändert sich also mit der Zeit. Wird nun aber das mittlere Drehmoment während einer Periode als das maßgebliche genommen, so verschwinden in der Summe alle Glieder, welche als Faktor einen mit t veränderlichen cos oder sin enthalten.

Es folgt schließlich als Mittelwert des Integrals während einer Periode:

$$\begin{aligned}\int_0^{2\pi} B r_{\varepsilon t}^2 \cdot d\varepsilon = \pi \cdot [& p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots \\ & + 2 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) \\ & + 2 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta - \beta) + \ldots],\end{aligned}$$

$$\int_0^{2\pi} B l_{\varepsilon t}^2 \, . \, ds = \pi \, . \, [p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots \\ - 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) \\ - 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta + \beta) - \ldots].$$

Diese Werte werden in derselben Weise wie bei der früheren Entwicklung in die Formel für das Drehmoment eingesetzt.

Es folgt somit:

$$D_1 = 2 \, . \, \pi^2 \, . \, l \, . \, r^3 \, . \, c \, . \, \frac{1}{\rho} \, . \left[\begin{array}{l} p_1^2 + p_3^2 + \ldots q_1^2 + q_3^2 + \ldots \\ + 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) \\ + 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta - \beta) + \ldots \end{array} \right] . (\nu + u)$$

$$D_2 = 2 \, . \, \pi^2 \, . \, l \, . \, r^3 \, . \, c \, . \, \frac{1}{\rho} \, . \left[\begin{array}{l} p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots \\ - 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) \\ - 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta + \beta) - \ldots \end{array} \right] . (\nu - u)$$

Mithin wird:

$$D_M = D_2 - D_1 = 2 \, . \, \pi^2 \, . \, l \, . \, r^3 \, . \, c \, . \, \frac{1}{\rho} \, . \left[\begin{array}{l} \nu \, . \, (p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots) \\ + \nu \, . \left\{ \begin{array}{l} 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) \\ + 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta - \beta) + \ldots \end{array} \right\} \\ + u \, . \, (p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots) \\ + u \, . \left\{ \begin{array}{l} 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) \\ + 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta - \beta) + \ldots \end{array} \right\} \\ - \nu \, . \, (p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots) \\ + \nu \, . \left\{ \begin{array}{l} 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) \\ + 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta + \beta) + \ldots \end{array} \right\} \\ + u \, . \, (p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots) \\ - u \, . \left\{ \begin{array}{l} 2 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) \\ + 2 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta + \beta) + \ldots \end{array} \right\} \end{array} \right]$$

Da

$$\sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) + \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) = + 2 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) \, . \, \cos\beta$$

und

$$\sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta - \beta) - \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta + \beta) = - 2 \, . \, \cos(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) \, . \, \sin\beta$$

ist, so folgt:

$$D_M = 2 \, . \, \pi^2 \, . \, l \, . \, r^3 \, . \, c \, . \, \frac{1}{\rho} \, . \left[\begin{array}{l} - \nu \, . \left\{ \begin{array}{l} 4 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) \\ + 4 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots \end{array} \right\} . \cos\beta \\ + u \, . \left\{ \begin{array}{l} 4 \, . \, p_1 \, . \, q_1 \, . \, \cos(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) \\ + 4 \, . \, p_3 \, . \, q_3 \, . \, \cos(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots \end{array} \right\} . \sin\beta \\ - 2 \, . \, u \, . \, (p_1^2 + p_3^2 + \ldots + q_1^2 + q_3^2 + \ldots) \end{array} \right]$$

Was ist:

$$[4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots]?$$

Mit

$$\sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) = \sin(\delta_1 - \lambda_1) \cdot \cos\eta + \cos(\delta_1 - \lambda_1) \cdot \sin\eta$$

geht der Ausdruck über in:

$$\cos\eta \cdot [4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots]$$
$$+ \sin\eta \cdot [4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \cos(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \cos(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots].$$

Jetzt kann gesetzt werden:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \cos(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \cos(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots = 4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda).$$

Hierin bedeuten $2 \cdot p$ und $2 \cdot q$ die Amplituden der äquivalenten Sinuswellen, und $\cos(\delta - \lambda)$ wird als Leistungsfaktor definiert.

Der Ausdruck

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots$$

ist dann nicht gleich:

$$4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda)$$ [1] [2].

Vielmehr wird:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots = 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda) \cdot f.$$

Der Induktionsfaktor $f \cdot \sin(\delta - \lambda)$ ist stets gleich oder kleiner $\sin(\delta - \lambda)$, f ist gleich oder kleiner 1.

Demnach wird:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots =$$
$$4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda) \cdot \sin\eta + 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda) \cdot \cos \cdot \eta \cdot f.$$

Nun ist $(\delta - \lambda)$ ein kleiner Winkel; $\sin(\delta - \lambda)$ ist sehr klein gegen $\cos(\delta - \lambda)$, demnach kann ohne Fehler — abgesehen von ganz extrem kleinem Leistungsfaktor im äußeren Stromkreis, bei welchem aber auch nur ein kleiner Fehler auftritt — gesetzt werden:

$$\sin(\delta - \lambda) \text{ anstatt } f \cdot \sin(\delta - \lambda).$$

Schließlich wird:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots =$$
$$4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda) \cdot \sin\eta + 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda) \cdot \cos\eta =$$
$$4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda + \eta).$$

---

[1] G. Roeßler, E.T.Z. 1898. S. 595 ff.

[2] Arnold und la Cour, Die Wechselstromtechnik. Berlin 1902, Bd. I, S. 170 ff.

In ähnlicher Weise wird der Ausdruck:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \cos(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \cos(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots$$

umgeformt.

Es ist:

$$\cos(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) = \cos(\delta_1 - \lambda_1) \cdot \cos\eta - \sin(\delta_1 - \lambda_1) \cdot \sin\eta.$$

Damit folgt:

$$[4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \cos(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \cos(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots] \cdot \cos\eta$$
$$- [4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \sin(\delta_1 - \lambda_1) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \sin(\delta_3 - \lambda_3) + \ldots] \cdot \sin\eta.$$

Nach dem Voranstehenden wird dieser Ausdruck gesetzt:

$$4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda) \cdot \cos\eta - 4 \cdot p \cdot q \cdot f \cdot \sin(\delta - \lambda) \cdot \sin\eta.$$

Es möge, da $(\delta - \lambda)$ ein kleiner Winkel, $\sin(\delta - \lambda)$ klein gegen $\cos(\delta - \lambda)$ ist, mit erlaubter Annäherung — zumal sich f nicht allzu sehr von der Einheit unterscheidet — ähnlich der Umformung des früheren Ausdruckes gesetzt werden:

$$\sin(\delta - \lambda) \cdot f = \sin(\delta - \lambda).$$

Damit ergibt sich:

$$4 \cdot p_1 \cdot q_1 \cdot \cos(\delta_1 - \lambda_1 + \eta) + 4 \cdot p_3 \cdot q_3 \cdot \cos(\delta_3 - \lambda_3 + \eta) + \ldots =$$
$$4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda) \cdot \cos\eta - 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda) \cdot \sin\eta =$$
$$4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda + \eta).$$

Nach der Definition von p und q ist ferner:

$$p^2 = p_1^2 + p_3^2 + p_5^2 + \ldots,$$
$$q^2 = q_1^2 + q_3^2 + q_5^2 + \ldots$$

Nachdem auf diese Weise die einzelnen Ausdrücke der Formel für D_M vereinfacht wurden, kann schließlich geschrieben werden:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left[\begin{array}{l} -\nu \cdot 4 \cdot p \cdot q \cdot \sin(\delta - \lambda + \eta) \cdot \cos\beta \\ +u \cdot 4 \cdot p \cdot q \cdot \cos(\delta - \lambda + \eta) \cdot \sin\beta - u \cdot (2 \cdot p^2 + 2 \cdot q^2) \end{array}\right]$$

Für $2 \cdot p$ und $2 \cdot q$ werden die Werte eingesetzt:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left[\begin{array}{l} -\nu \cdot Bx_{max} \cdot By_{max} \cdot \sin(\delta - \lambda + \eta) \cdot \cos\beta \\ +u \cdot Bx_{max} \cdot By_{max} \cdot \cos(\delta - \lambda + \eta) \cdot \sin\beta \\ -u \cdot (Bx^2_{max} + By^2_{max}) \cdot \frac{1}{2} \end{array}\right]$$

Mit den Effektivwerten folgt schließlich:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left[\begin{array}{l} -\nu \cdot Bx \cdot By \cdot 2 \cdot \sin(\delta - \lambda + \eta) \cdot \cos\beta \\ +u \cdot Bx \cdot By \cdot 2 \cdot \cos(\delta - \lambda + \eta) \cdot \sin\beta \\ -u \cdot (Bx^2 + By^2) \end{array}\right]$$

Es war:

$$\eta = \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma.$$

Demnach wird:

$$\sin(\delta - \lambda + \eta) = \sin\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right),$$

$$\cos(\delta - \lambda + \eta) = \cos\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right).$$

Diese Ausdrücke werden untersucht für verschiedene Werte von φ:

1. Positives φ (induktive Belastung).

$\sin\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right)$ wird für:

$$\varphi + \delta - \lambda + \gamma \leqq \frac{\pi}{2} \geqq 0, \text{ gleich } -\cos(\delta - \lambda + \varphi + \gamma)$$

$$\varphi + \delta - \lambda + \gamma \geqq \frac{\pi}{2} \leqq \pi, \text{ gleich } -\cos(\delta - \lambda + \varphi + \gamma),$$

$\cos\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right)$ wird für:

$$\varphi + \delta - \lambda + \gamma \leqq \frac{\pi}{2} \geqq 0, \text{ gleich } +\sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma)$$

$$\varphi + \delta - \lambda + \gamma \geqq \frac{\pi}{2} \leqq \pi, \text{ gleich } +\sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma).$$

2. Negatives φ (Kondensatorwirkung).

$\sin\left(\delta - \lambda - \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right)$ wird für:

$$\delta - \lambda - \varphi + \gamma \leqq -\frac{\pi}{2} \geqq 0, \text{ gleich } -\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$$

$$\delta - \lambda - \varphi + \gamma \geqq -\frac{\pi}{2} \leqq -\pi, \text{ gleich } -\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma).$$

$\cos\left(\delta - \lambda - \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right)$ wird für:

$$\delta - \lambda - \varphi + \gamma \leqq -\frac{\pi}{2} \geqq 0, \text{ gleich } -\sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$$

$$\delta - \lambda - \varphi + \gamma \geqq -\frac{\pi}{2} \leqq -\pi, \text{ gleich } -\sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma).$$

Demnach ist für positives φ und $\delta - \lambda + \varphi + \gamma = 0$ bis π:

$$\sin\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right) = - \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma)$$

$$\cos\left(\delta - \lambda + \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right) = + \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma),$$

für negatives φ und $\delta - \lambda - \varphi + \gamma = 0$ bis $-\pi$:

$$\sin\left(\delta - \lambda - \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right) = - \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$$

$$\cos\left(\delta - \lambda - \varphi - \frac{\pi}{2} + \gamma\right) = - \sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma).$$

Das motorische Drehmoment ergibt sich endlich für positives γ und β (für negatives γ und β sind die entsprechenden Vorzeichen einzuführen) und für positives φ (induktive Belastung) mit:

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} \nu \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \cdot \cos\beta \\ + u \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \cdot \sin\beta \\ - u \cdot (Bx^2 \cdot + By^2) \end{bmatrix}$$

für negatives φ (Kondensatorwirkung):

$$D_M = 2 \cdot \pi^2 \cdot l \cdot r^3 \cdot c \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \begin{bmatrix} \nu \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \cdot \cos\beta \\ - u \cdot 2 \cdot Bx \cdot By \cdot \sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \cdot \sin\beta \\ - u \cdot (Bx^2 + By^2) \end{bmatrix}$$

Die beiden Gleichungen stellen das motorische Drehmoment dar, hervorgerufen von zwei Wechselfeldern beliebigen Verlaufes und beliebiger zeitlicher und räumlicher Verschiebung gegeneinander.

In ihnen sind l, r, c, ρ Konstruktionsdaten, deren Bedeutung früher gegeben, ν ist die Drehzahl des Feldes oder Periodenzahl, Bx und By sind die Effektivwerte der äquivalenten Sinuswellen der Felder, β und γ sind, wie früher definiert, konstante Winkel, φ ist ein Winkel, der dem Leistungsfaktor im äußeren Stromkreis entspricht, $\delta - \lambda$ ist ein Winkel, der von der Kurvenform der beiden Wechselfelder abhängt.

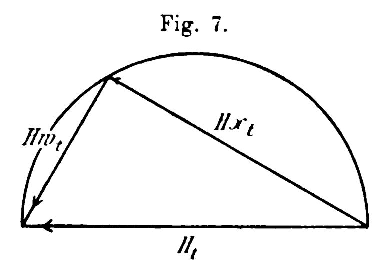
Bisher waren zwei Wechselfelder angenommen von bestimmten Eigenschaften, über ihr Entstehen war noch nichts gesagt. Ist Ep Spannung und J Strom in einem elektrischen Stromkreis, so mögen die momentanen Wechselfelder Bx_t und By_t bezüglich von den momentanen Werten der Spannung und des Stromes Ep_t und J_t erzeugt

werden. Die Leistung des Wechselstromes ist $Ep \,.\, J \,.\, \cos \varphi$, wenn Ep und J die Effektivwerte von Strom und Spannung, $\cos \varphi$ als Leistungsfaktor im elektrischen Stromkreis definiert sind.

In welcher Weise hängen nun Ep mit Bx und J mit By zusammen?

Ep_t erzeugt in der Spannungsphase einen Strom i_t, welcher eine andere Kurvenform als die erzeugende Spannung besitzt; i_t ist proportional der M.M.K. H_t. Der magnetische Kreis der Spannungsphase enthält Luft und Eisen; während in Luft H_t proportional dem Wechselfeld B_t ist, wird in Eisen B_t keine einfache Funktion von H_t. Vielmehr ist B_t durch die Erscheinung der Hysteresis und die Magnetisierungskurven festgelegt. Der magnetische Widerstand ist nicht konstant, B_t nicht proportional i_t.

Fig. 7.



Außerdem erzeugt der Kurzschlußanker eine Rückwirkung und es hat die M.M.K. H_t zu leisten: zwei aufeinander senkrecht stehende M.M.Ke. Hx_t und Hw_t (Fig. 7), wobei Hx_t das motorisch wirksame Feld erzeugt, Hw_t die Gegen-M.M.K. der Wirbelströme im Kurzschlußanker ist. Ferner tritt eine Streuung auf, welche als proportional der M.M.K. angenommen werden könnte.

Eine einfache Beziehung anzugeben ist, wie aus vorstehendem ersichtlich, nicht möglich. Es kann deshalb nur geschrieben werden:

$$Bx = f(Ep)$$

und analog

$$By = f(J).$$

Damit geht für positives β und γ der Ausdruck für D_M über in: für positives φ:

$$D_M = 2 \,.\, \pi^2 \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, \left[\begin{array}{l} \nu \,.\, 2 \,.\, f(Ep) \,.\, f(J) \,.\, \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \,.\, \cos\beta \\ + u \,.\, 2 \,.\, f(Ep) \,.\, f(J) \,.\, \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \,.\, \sin\beta \\ - u \,.\, f(Ep)^2 - u \,.\, f(J)^2 \end{array}\right]$$

für negatives φ:

$$D_M = 2 \,.\, \pi^2 \,.\, l \,.\, r^3 \,.\, c \,.\, \frac{1}{\rho} \,.\, \left[\begin{array}{l} \nu \,.\, 2 \,.\, f(Ep) \,.\, f(J) \,.\, \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \,.\, \cos\beta \\ - u \,.\, 2 \,.\, f(Ep) \,.\, f(J) \,.\, \sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \,.\, \sin\beta \\ - u \,.\, f(Ep)^2 - u \,.\, f(J)^2 \end{array}\right]$$

Dieses sind die Endformeln für das motorische Drehmoment.

2. Widerstandsmoment der Reibung.

Das Moment der Reibung ist abhängig von der relativen Geschwindigkeit der gleitenden Flächen und der spezifischen Pressung, da der Reibungskoeffizient sich mit diesen ändert. Für den vorliegenden Fall kann dieser Koeffizient, abgesehen von dem Uebergang von Ruhe zur Bewegung, als konstant angesehen werden. Also ist, wenn D_R das Widerstandsmoment der Reibung und C_2 eine Konstante bedeuten:

$$D_R = C_2.$$

3. Drehmoment der Kompensation der Reibung.

Das Drehmoment der Kompensation der Reibung wird durch Verzerren des Spannungsfeldes hervorgerufen, d. h. ein Teil des Spannungsfeldes wird gegen einen anderen zeitlich etwas verschoben. Es entsteht hierbei ein Drehfeld und es wird ein Drehmoment D_{Ep} hervorgerufen, das im Sinne von D_M zu wählen ist. Die beiden Teile des Spannungsfeldes sind proportional Bx, zwischen beiden besteht eine zeitliche, als konstant angenommene und räumliche Verschiebung. Das Drehmoment D_{Ep} wird dann nach der Entwicklung von D_M, unter Vernachlässigung der Eigendämpfung und wenn C_3 eine Konstante bedeutet:

$$D_{Ep} = C_3 \cdot \frac{1}{\rho} \cdot f(Ep)^2 \cdot \nu.$$

Eine andere Konstruktion, um ein Drehmoment zur Kompensation der Reibung zu erzeugen, besteht darin, daß das Spannungsfeld in einer Kurzschlußspule eine E.M.K. induziert, und daß vermittels der Kurzschlußspule ein Sekundärfeld hervorgerufen wird. Diese Konstruktion wird gegebenen Ortes untersucht.

4. Widerstandsmoment der Bremsung.

Es wirkt ein permanenter Magnet auf eine aus elektrisch gut leitfähigem Material bestehende und drehbare Scheibe. Das Feld des Magneten erzeugt bei der Rotation der Scheibe E.M.Ke. in ihr, die Folge derselben ist das Entstehen von Strömen, welche unter der Einwirkung des Feldes eine Bremsung hervorbringen.

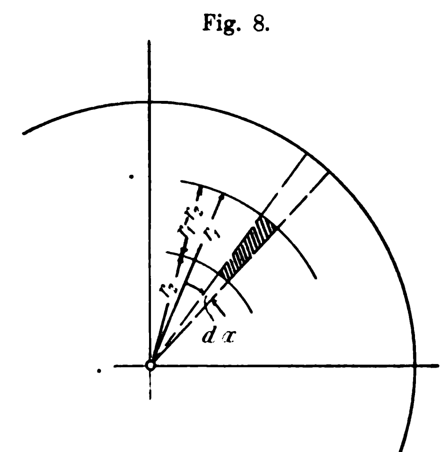
Fig. 8 stellt einen Teil einer solchen Scheibe dar. Ein Stück von der Winkelbreite $d\alpha$ wird aus ihr herausgeschnitten gedacht, das Feld des Magneten erstrecke sich dann von r_1 bis r_2. Die Bedeutung von α, r_1 und r_2 geht ohne weiteres aus der Figur hervor.

Es wird bei der Rotation in dem schraffierten Element in radialer Richtung eine E.M.K. erzeugt, bestimmt durch:

$$E = B \cdot (r_1 - r_2) \cdot r_m \cdot u \cdot 2 \cdot \pi.$$

Hierin bedeuten E diese E.M.K., B das Feld des Magneten, r_m ist der mittlere Abstand des Elements von der Achse, u ist die Drehzahl der Scheibe.

Fig. 8.



Der Widerstand des Leiters in radialer Richtung ist:

$$W = \frac{(r_1 - r_2) \cdot \rho_1}{r_m \cdot d\alpha \cdot c_1}.$$

Hierin bedeuten W diesen Widerstand, c_1 die Dicke der Scheibe, ρ_1 deren spezifischen Widerstand.

Es ergibt sich infolge der E.M.K. ein Strom J in dem Leiter, wenn der übrige Widerstand in dem Stromkreis gegen W vernachlässigt wird, bestimmt durch:

$$J = \frac{E}{W} = \frac{B \cdot (r_1 - r_2) \cdot r_m \cdot u \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_m \cdot d\alpha \cdot c_1}{(r_1 - r_2) \cdot \rho_1}$$

oder

$$J = \frac{1}{\rho_1} \cdot B \cdot r_m^2 \cdot u \cdot d\alpha \cdot c_1 \cdot 2 \cdot \pi.$$

Es wirkt nun eine Kraft dF auf das Leiterelement in senkrechter Richtung zu B:

$$dF = B \cdot J \cdot (r_1 - r_2) = \frac{1}{\rho_1} \cdot B^2 \cdot r_m^2 \cdot u \cdot d\alpha \cdot c_1 \cdot (r_1 - r_2) \cdot 2 \cdot \pi.$$

$r_m \cdot (r_1 - r_2) \cdot d\alpha$ ist die Elementarfläche unter dem Einfluß des Magnetfeldes und wird gleich df gesetzt.

Mithin:

$$dF = \frac{1}{\rho_1} \cdot B^2 \cdot r_m \cdot df \cdot c_1 \cdot u \cdot 2 \cdot \pi.$$

Diese Kraft wirkt am Hebelarm r_m, und es folgt ein Drehmoment dD:

$$dD = \frac{1}{\rho_1} \cdot B^2 \cdot r_m^2 \cdot df \cdot c_1 \cdot u \cdot 2 \cdot \pi.$$

Um das Gesamtdrehmoment D_B, also Gesamtmoment, das durch die Bremsung des permanenten Magneten erzeugt wird, zu erhalten,

ist dD über die ganze wirksame Fläche f des Magneten zu integrieren. Demnach ist:

$$D_B = \int \frac{1}{\rho_1} . B^2 . r_m^2 . df . c_1 . u . 2 . \pi = \frac{1}{\rho_1} . B^2 . c_1 . u . 2 . \pi . \int r_m^2 . df.$$

Es ist:

$$\int r_m^2 . df = r_0^2 . f,$$

wenn r_0 den äquivalenten Radius bedeutet.

Es ergibt sich D_B, wenn eine Konstante C_6 eingeführt wird, mit:

$$\mathbf{D_B = \frac{1}{\rho_1} . B^2 . c_1 . u . 2 . \pi . r_0^2 . f = C_6 . u.}$$

Eine Rückwirkung der Bremsscheibe auf das Magnetfeld läßt sich bei der angewandten geringen Geschwindigkeit nicht erwarten [1]).

5. Drehmoment durch die Verzerrung des Stromfeldes.

Das Drehmoment durch die Verzerrung des Stromfeldes entsteht durch dieselben Mittel, wie das Drehmoment zur Kompensation der Reibung. Im Gegensatz zu diesem kann seine Richtung im Sinne oder gegen den Sinn der Rotation angeordnet sein. Eine besondere Untersuchung des Vorzeichens erfolgt bei der speziellen Besprechung der Apparate hinsichtlich der Erklärung der erhaltenen Versuchsergebnisse.

Analog der Ableitung von D_{Ep} folgt mit einer Konstanten C_4:

$$\mathbf{D_J = \pm C_4 . \frac{1}{\rho} . f(J)^2 . \nu.}$$

6. Die Drehzahl des Ankers und Diskussion.

Wie S. 282 gezeigt, gilt für einen dynamischen Gleichgewichtszustand:

$$D_M - D_R + D_{Ep} - D_B \pm D_J = 0.$$

Die einzelnen Drehmomente sind bestimmt worden, ihre Werte werden eingesetzt und es folgt:

$$0 = 2 . \pi^2 . 1 . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . \begin{bmatrix} \nu . 2 . f(Ep) . f(J) . \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) . \cos\beta \\ + u . 2 . f(Ep) . f(J) . \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) . \sin\beta \\ - u . f(Ep)^2 - f(J)^2 . u \end{bmatrix}$$

$$- C_2 + C_3 . \frac{1}{\rho} . f(Ep)^2 . \nu - \frac{1}{\rho_1} . B^2 . c_1 . u . 2 . \pi . r_0^2 . f \pm C_4 . \frac{1}{\rho} . f(J)^2 . \nu.$$

[1]) Beckmann, Untersuchungen über Wirbelstrombremsen. Halle 1903.

An Stelle der auf S. 279 aufgestellten Bedingung für einen idealen Zähler, u proportional Ep . J . cos φ, erhält man für die Drehzahl diese komplizierten Formeln. Wie weit unter solch schwierigen Bedingungen sich genaue Zählerangaben erreichen lassen, wird durch die späteren Messungen dargetan.

Das erste Glied im Zähler der Formel für die Drehzahl stellt das nutzbare Drehmoment dar, hervorgerufen durch die beiden Wechselfelder. Das erste Glied im Nenner ist die zusätzliche Bremsung durch die Pulsationen des Drehfeldes. l, r, c sind Konstruktionsdaten, ρ ist der spezifische Widerstand des Ankers und abhängig von der Temperatur, ν ist die Periodenzahl des Wechselstromes und der Wechselfelder, f(Ep) und f(J) sind ihrem Zusammenhange nach mit Ep und J auf S. 300 gegeben, φ ist der Winkel des Leistungsfaktors im äußeren Stromkreis, $\delta - \lambda$ ist ein von der Kurvenform abhängiger Winkel und durch die Entwicklung S. 296 erklärt, γ ist ein Winkel, um den für $\varphi = 0$ die Verschiebung der Kurven der Wechselfelder gegeneinander von $\frac{\pi}{2}$ verschieden ist, β ergänzt den räumlichen Winkel der beiden Wechselfelder zu $\frac{\pi}{2}$.

Das zweite Glied im Zähler des Bruches ist das Widerstands-

Hieraus folgt: Es ist für positives φ (induktive Wirkung), positives β und γ

$$u = \frac{2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . \nu . f(Ep) . f(J) . \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) . \cos\beta - C_2 + C_3 . \frac{1}{\rho} . f(Ep)^2 . \nu \pm C_4 . \frac{1}{\rho} . f(J)^2 . \nu}{-2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . f(Ep) . f(J) . \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) . \sin\beta + 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . f(Ep)^2 + 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . f(J)^2 + 2 . \pi . c_1 . \frac{1}{\rho_1} . B^2 . r_0^2 . f}.$$

Es ist für negatives φ (Kondensatorwirkung), für positives β und γ

$$u = \frac{2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . \nu . f(Ep) . f(J) . \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) . \cos\beta - C_2 + C_3 . \frac{1}{\rho} . f(Ep)^2 . \nu \pm C_4 . \frac{1}{\rho} . f(J)^2 . \nu}{+2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . f(Ep) . f(J) . \sin(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) . \sin\beta + 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} . f(Ep)^2 + 2 . \pi^2 . l . r^3 . c . \frac{1}{\rho} f(J)^2 + 2 . \pi . \frac{1}{\rho_1} . B^2 . r_0^2 . f . c_1}.$$

Durch die vorstehenden Formeln ist die Drehzahl des Ankers vollkommen bestimmt.
Für negatives β und γ sind die entsprechenden Vorzeichen einzuführen.

moment der Reibung, welches, abgesehen von sehr kleinem u, als konstant betrachtet wird.

Das dritte Glied im Zähler ist das Drehmoment der Kompensation der Reibung.

Das vierte Glied im Zähler rührt von der Verzerrung des Stromfeldes her.

Das zweite Glied im Nenner stellt die Bremsung durch das Spannungsfeld dar.

Das dritte Glied im Nenner ist die Bremsung durch das Stromfeld.

Das erste, zweite, dritte Glied im Nenner gemeinsam bilden die Gesamtbremsung durch das Drehfeld.

Das letzte Glied im Nenner ist die Bremsung durch den permanenten Magneten. B ist das Feld des permanenten Magneten, ρ_1 ist der spezifische Widerstand der Bremsscheide, r_0, f, c_1 sind Konstruktionsdaten.

Das nutzbare Drehmoment enthält als Faktor $\cos\beta$, es wird die größte Kraftwirkung erzielt bei dem Werte 1 für $\cos\beta$, β also $= 0$. Unter dieser Bedingung verschwindet das erste Glied im Nenner.

Das erste Glied im Zähler steigt direkt mit der Periodenzahl; auch f(E p) ist von ihr abhängig, da die Spannungsphase Selbstinduktion besitzt. Bei kleinen Stromstärken tritt der Einfluß der Kompensation der Reibung stark hervor, der sich nach $\nu \,.\, f(E\,p)^2$ ändern kann. Die Bremsung durch das Spannungsfeld wird wie $f(E\,p)^2$ durch eine veränderliche Periodenzahl beeinflußt.

Bei variabler Spannung tritt der Einfluß von f(E p) im ersten Glied des Zählers auf, und von $f(E\,p)^2$ bei der Bremsung durch das Spannungsfeld im Nenner, das erste Glied im Nenner wird wie f(E p) beeinflußt. Bei kleiner Stromstärke macht sich der Einfluß der mit $f(E\,p)^2$ veränderlichen Kompensation der Reibung geltend.

Die permanente Bremsung ist natürlich nur konstant, wenn B und ρ_1 konstant sind. ρ_1 ändert sich mit der Temperatur, mit derselben ändert sich ferner ρ und f(E p), da die Spannungsphase Ohmschen Widerstand enthält. Der veränderliche Einfluß der Temperatur auf die Angaben des Instrumentes kann nun folgendermaßen beseitigt werden.

Um dies in einfacher Weise zeigen zu können, soll angenommen werden, die Reibung sei genau kompensiert und der Einfluß der Temperatur auf die Kompensation der Reibung, die ja ohnedies nur bei geringer Belastung zur Wirkung kommt, werde vernachlässigt. Ferner werde für diese Erklärung angenommen, der Einfluß der Temperatur

auf die Bremsung durch die Wechselfelder verschwinde gegen die Gesamtbremsung durch den permanenten Magneten und das Drehfeld.

Werden die mit der Temperatur veränderlichen Faktoren herausgezogen, so ergibt sich: die Drehzahl u wird proportional

$$\frac{\frac{1}{\rho} \cdot f(E\,p)}{\frac{1}{\rho_1}}.$$

Bedeuten α und α_1 bezüglich die Temperaturkoeffizienten und ist t die Temperatur, so wird u proportional

$$\frac{\frac{1}{(1+\alpha\,.\,t)}}{\frac{1}{(1+\alpha_1\,.\,t)}} \cdot f(E\,p).$$

Ferner ist f(Ep) umgekehrt proportional $(1 + \alpha_2\,.\,t)$, wenn α_2 den Temperaturkoeffizienten der Spannungsspule bedeutet, der innerhalb der praktisch vorkommenden Temperaturgrenzen als konstant zu betrachten ist.

Der Einfluß der Temperatur auf die Zählerangaben kommt dann in dem Ausdruck zur Geltung:

$$\frac{\frac{1}{(1+\alpha\,.\,t)}}{\frac{1}{(1+\alpha_1\,.\,t)}} \cdot \frac{1}{(1+\alpha_2\,.\,t)}.$$

Soll Unabhängigkeit von der Temperatur eintreten, so muß dieser Ausdruck = 1 werden, also folgt umgeschrieben:

$$(1+\alpha_1\,.\,t) = (1+\alpha\,.\,t)\,.\,(1+\alpha_2\,.\,t) = 1 + \alpha\,.\,t + \alpha_2\,.\,t + \alpha\,.\,\alpha_2\,.\,t^2.$$

Das Glied mit $\alpha\,.\,\alpha_2$ verschwindet gegen die Glieder mit α und α_2 und es ergibt sich schließlich als Bedingung für Unabhängigkeit von der Temperatur:

$$\alpha_1 = \alpha + \alpha_2$$ [1].

Ist zum Beispiel der Temperaturkoeffizient der Spannungsspule $\alpha_2 = 0{,}002$, ist ferner die Bremsscheibe aus Kupfer, also $\alpha_1 = 0{,}0038$, so muß, um nach obiger Formel Unabhängigkeit der Zählerangaben von der Temperatur zu erreichen, $\alpha = 0{,}0018$ sein, d. h. der Anker wird aus Messing angefertigt.

[1]) D.R.P. Nr. 156 276, Klasse 21 e.

In der Formel für die Drehzahl des Ankers S. 304 war das erste Glied im Zähler bei normaler Stromstärke am maßgeblichsten für das Verhalten der Instrumente und nur dann proportional dem Leistungsfaktor cos φ im äußersten Stromkreis, wenn

$$\delta - \lambda + \gamma = 0.$$

Hierin ist γ konstant und $\delta - \lambda$ mit der Kurvenform variabel.

Die S. 288 angeführte Brugersche Bedingung für Wattstundenzähler kann jetzt präzisiert werden, und zwar muß sie lauten:

Das nutzbare Drehmoment des Zählers ist proportional dem Leistungsfaktor im äußeren Stromkreis, wenn der Winkel zwischen den äquivalenten Sinuswellen des wirksamen Spannungs- und Stromfeldes $\frac{\pi}{2}$ beträgt, für den Fall, daß der Leistungsfaktor $= 1$ ist.

Wenn diese Bedingung für eine bestimmte Kurve erfüllt ist, so kann bei Aenderung der Spannungskurve der Zentrale, die sich nach der Art des Konsumes richtet, oder bei konstanter Spannungskurve, aber bei anderer Stromkurve, die sich nach der magnetischen Beschaffenheit des Stromverbrauchers richtet, bezüglich nach der Art, in welcher die auftretende Hysteresis die Stromkurve verzerrt, eine Aenderung von $\delta - \lambda$ eintreten. Die Verschiebung ist zwischen den Wechselfeldern bei Aenderung der Kurvenform, wenn sie vorher abgeglichen war, für einen $\cos \varphi = 1$ nicht mehr $\frac{\pi}{2}$. Angenommen, die Zähler seien in der Fabrik richtig eingestellt gewesen, so ergab sich bei der Untersuchung eine Aenderung von $\delta - \lambda$ um maximal $1^0\, 40'$.

Größere Abweichungen von der obigen Bedingung würden bei kleinem cos φ außerordentlich starke Fehler verursachen. Die Abgleichung von $\frac{\pi}{2}$ ist immer anzustreben.

Zur Erreichung dieses Zweckes hat man bisher zwei Verfahren unterschieden; einmal wurde der Strom verschoben, der das Spannungsfeld erzeugte, das andere Mal setzte sich das Spannungsfeld aus mehreren Feldern zusammen.

Die Unterscheidung erscheint nicht zweckmäßig, wie denn auch eine andere Einteilung einen neuen Weg mit einer ganzen Anzahl neuer Konstruktionen ergeben hat.

Es wurden unterschieden:

Verfahren zur Erreichung einer Phasenverschiebung

von $\frac{\pi}{2}$ zwischen den äquivalenten Sinuswellen von Spannungs- und Stromfeld durch:

1. Zusammensetzung von Strömen zu einer Resultante.
2. Zerlegung eines Stromes in Komponenten.
3. Zusammensetzung von Feldern zu einer Resultante.
4. Zerlegen eines Feldes in Komponenten.

Zu 1. gehören die Konstruktionen von Hummel[1]) und Görges[2]),
zu 2. die von Bruger[3]),
zu 3. die von Raab[4]).

Das Prinzip der vierten Art soll an zwei typischen Konstruktionen erläutert werden.

Fig. 9 und 10 stellen die erste Konstruktion dar. d ist der um die Achse f drehbare Anker; die Spannungsspule n ist auf einem Eisenkern a aufgesteckt. Sie erzeugt einen Kraftfluß, der sich in den motorisch wirksamen über b und den motorisch unwirksamen über c teilt. Der motorisch wirksame Teil enthält ferner eine Kurzschlußspule g, der unwirksame eine zur Regelung der Phase einstellbaren Luftspalt. Stromspule und Bremsung sind als normal zu denken.

Die Wirkungsweise geht aus dem Diagramm Fig. 13 hervor. Es bedeuten die Vektoren die Effektivwerte der äquivalenten Sinuswellen. H bedeute das wirksame Hauptstromfeld, N den in a erzeugten Kraftfluß der Spannungsspule. Dieser zerfällt in den motorisch wirksamen N_1 und den motorisch unwirksamen N_2. Infolge der Wirkung der Kurzschlußspule tritt eine Phasenverschiebung der Komponenten N_1 und N_2 gegeneinander ein, N_1 bleibt stärker zurück als N und bildet mit H einen Winkel von $\frac{\pi}{2}$.

Fig. 11 und 12 kennzeichnen die zweite Konstruktion. d ist wieder der um seine Achse f drehbare Anker; die Stromspule h ist auf einen Eisenkern a aufgestekt. Sie erzeugt in a einen Kraftfluß, der sich in einen motorisch wirksamen über b, und einen motorisch unwirksamen Kraftfluß über c teilt. Der motorisch unwirksame enthält ferner eine Kurzschlußspule g. Spannungsspule und Bremsung sind in diesem Falle als normal zu denken.

---

[1]) E.T.Z. 1896, S. 501 ff.
[2]) E.T.Z. 1901, S. 657 ff.
[3]) E.T.Z. 1899, S. 750 ff.
[4]) E.T.Z. 1898, S. 607 ff.

Die Wirkungsweise geht aus dem Diagramm Fig. 1 hervor. N bedeutet das wirksame Nebenschlußfeld, H den in a erzeugten Kraftfluß der Stromspule. Dieser zerfällt in den motorisch wirk-

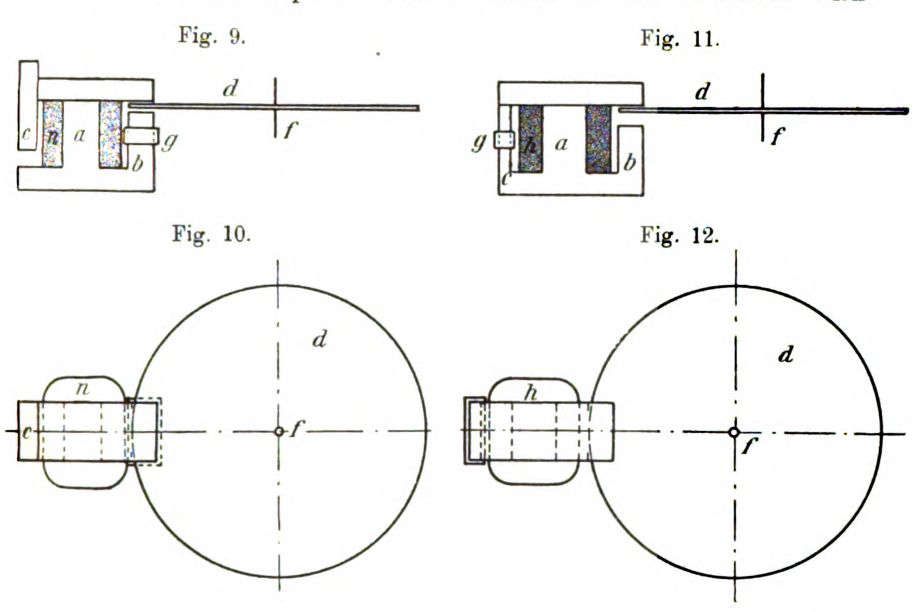


Fig. 9. Fig. 11. Fig. 10. Fig. 12.

samen H_1 und den unwirksamen H_2. Infolge der Wirkung der Kurzschlußspule tritt eine Phasenverschiebung der beiden Komponenten

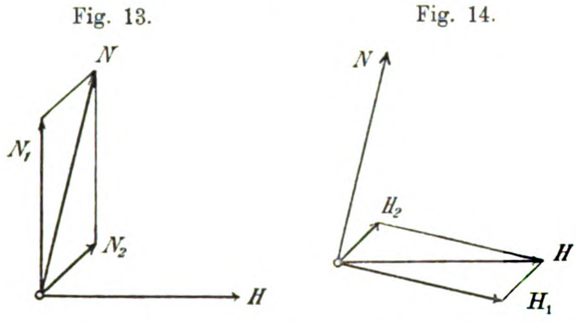


Fig. 13. Fig. 14.

H_1 und H_2 auf; H_1 eilt gegen H vor und bildet mit N einen Winkel von $\frac{\pi}{2}$.

Die beiden angeführten Konstruktionen sind ein Beispiel dafür, in welcher Weise sich durch Zerlegung eines der vorhandenen Kraftflüsse die Bedingung einer Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ erreichen läßt.

Bei der Betrachtung der Endformel für u S. 304 ergab sich für die Bremsung durch das Stromfeld das dritte Glied des Nenners. In einem Netz schwanke nun die Spannung, Periodenzahl, Kurvenform und Temperatur innerhalb sehr geringer Grenzen, sie mögen als konstant angenommen werden; Winkel β sei Null, ebenso Winkel $\delta - \lambda + \gamma$ Null, die Reibung genau kompensiert, das Stromfeld dem Strome proportional, und es sei induktionsfreie Belastung vorhanden. Dann ergibt sich mit den Konstanten a, a_1 und b_1:

$$u = \frac{a \,.\, J}{a_1 + b_1 \,.\, J^2}.$$

Also auch dann ist der Zähler noch kein vollkommener Apparat; denn, da der Zähler des Bruches proportional J ist, müßte der Nenner konstant sein. Dies ist aber nicht der Fall, der zweite Summand des Nenners verändert sich mit J^2. Der Apparat wird mit zunehmender Stromstärke zu wenig zeigen. Dieser Einfluß der Bremsung durch das Stromfeld läßt sich jedoch beseitigen.

Wird nämlich ein Drehmoment $b \,.\, J^3$ motorisch hinzugefügt, wenn b eine Konstante bedeutet, so wird:

$$u = \frac{a \,.\, J + b \,.\, J^3}{a_1 + b_1 \,.\, J^2} = J \,.\, \frac{a + b \,.\, J^2}{a_1 + b_1 \,.\, J^2}.$$

Die Konstanten werden so gewählt, daß:

$$\frac{a}{a_1} = \frac{b}{b_1}.$$

Dann wird der Bruch konstant, der Zähler hat eine wirkliche Konstante [1]).

Die Ausführung des Hilfsdrehmomentes geschieht zum Beispiel, indem die Stromspule zusammen mit einer Hilfsspule auf den Anker wirkt. Die Hilfsspule hat nun die Eigentümlichkeit, daß ihr Feld mit dem Quadrate des Stromes J oder möglichst angenähert wächst. Das entstehende Hilfsdrehmoment ist proportional dem Produkt der beiden Felder, also proportional J^3 und ist im Sinne des Hauptdrehmomentes zu wählen.

Berücksichtigt man alle die besprochenen, die Genauigkeit und Unabhängigkeit des Apparates beeinträchtigenden Verhältnisse, so ist ohne weiteres klar, daß derselbe kein Universalinstrument sein kann, vielmehr muß der Zähler für jede Spannung, Periodenzahl und Kurvenform geeicht werden. Doch sind innerhalb gewisser Grenzen der

[1]) D.R.P. Nr. 155 041, Klasse 21 e.

Variablen die Angaben des Zählers genau oder der Fehler nur gering. Um zu zeigen, wie weit diese Grenzen in der Praxis sind, welche Kunstgriffe die Konstrukteure zur Erzielung brauchbarer Apparate angewendet haben, und um gleichzeitig an der Hand von Versuchen die aufgestellte Theorie zu prüfen, wurden vier Instrumente nach Ferrarisschem Prinzip unter verschiedenen Betriebsverhältnissen untersucht. Außerdem können diese vier Instrumente als Vertreter der drei ersten Arten, in welchen die Bedingung der Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ ausgeführt wird, gelten (S. 308).

II. Messungen an den Zählern.

Es wurden untersucht:

Zähler I, Meßbereich 15 Amp.,
Zähler II, Meßbereich 20 Amp.,
Zähler III, Meßbereich 20 Amp.,
Zähler IV, Meßbereich 25 Amp.

Die Zähler waren sämtlich für 110 Volt und 50 Perioden bestimmt.

Für die Unterscheidung nach dem Verfahren, die Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ zwischen den äquivalenten Sinuswellen der Wechselfelder zu erzielen (siehe S. 308), gehören:

Zähler I zur Gruppe 1,
Zähler II zur Gruppe 2,
Zähler III zur Gruppe 3,
Zähler IV zur Gruppe 2.

Den Messungen gehe eine skizzenhafte Beschreibung der Instrumente voran; die Zeichnungen sollen nur schematische Darstellungen sein. Ferner soll gezeigt werden, durch welche Mittel die Apparate der Bedingung der Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ Genüge leisten.

1. Beschreibung der Zähler und des Verfahrens der zeitlichen Verschiebung der Felder.

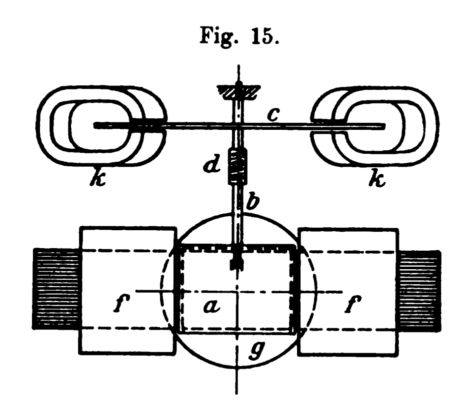
Zähler I (Fig. 15)[1][2].

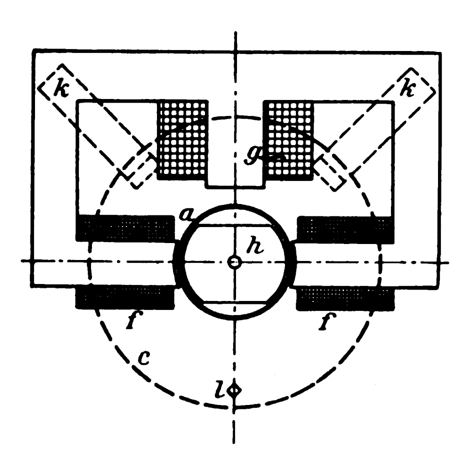
Motor: Der drehbare motorische Teil besteht aus einem Aluminiumzylinder a, mit dem die Achse b, die Schnecke des Zählwerkes d und die Aluminiumbremsscheibe c fest verbunden sind.

[1]) E.T.Z. 1895, S. 677 ff.
[2]) E.T.Z. 1899, S. 750 ff.

Spule g ist vom Hauptstrom durchflossen und erzeugt das Feld By; die Spulen ff (Fig. 15 und 16) liegen im Spannungskreis und erzeugen das Feld Bx. Der Spannungskreis besteht aus der Primärwicklung p eines Transformators und den Zählerspannungsspulen ff; zu den letzteren ist die Sekundärwicklung des Transformators parallel geschaltet.

Fig. 15.





$E p_1$ sei die Spannung an der Primärspule p (Fig. 17), $E p_2$ die Spannung an der Sekundärspule s, i_1 ist der Primärstrom des Transformators, i_2 der Sekundärstrom. i_1 und i_2 ergeben als Resultante den Strom der Spannungsspulen i.

$E p_1$ ist zu leisten, $E p_2$ ist zu überwinden, als Resultante folgt die Klemmenspannung Ep.

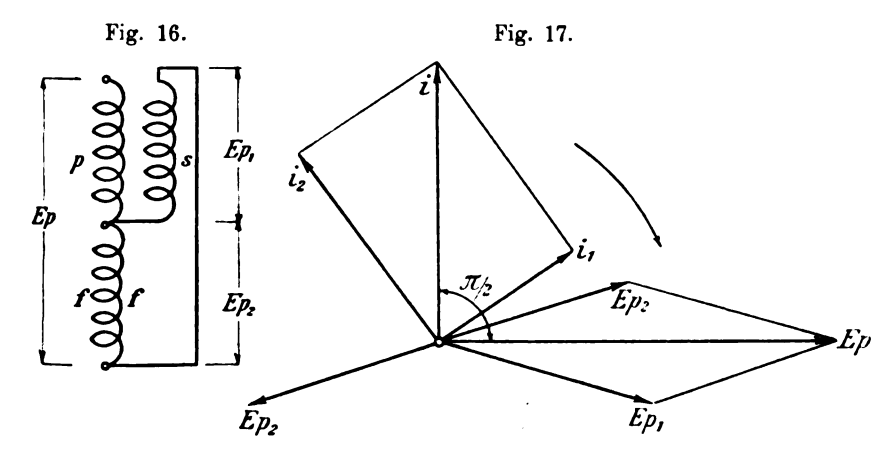
Das wirksame Hauptstromfeld bleibt bei induktionsfreier Belastung etwas hinter Ep wegen der Ankerrückwirkung zurück; das wirksame Spannungsfeld hinter i zurück, da das Auftreten der Hysteresis des Eisens der Spannungsphase die äquivalente Sinuswelle stets verzögert. Die Ankerrückwirkung auf das Spannungsfeld kann keine verzögernde Wirkung auf das motorische Spannungsfeld haben, denn eine bestimmte Spannung balanciert immer ein gewisses Feld aus; die Ankerrückwirkung ist ein Sekundärfeld, welches mit dem konstanten Spannungsfeld durch ein Primärfeld überwunden bezüglich geleistet wird, ähnlich der Wirkungsweise eines Transformators. Bleibt, wie ersichtlich, i um $\frac{\pi}{2}$ hinter Ep zurück, so kann auch erreicht werden, daß die äquivalenten Sinuswellen der Felder, Bx und By, gegeneinander um $\frac{\pi}{2}$, gemäß der Bedingung für genaue Zählerangaben bei induktiver Belastung, verschoben sind.

Bremsung: Es wirken zwei Magnete kk auf eine Aluminiumscheibe c.

Kompensation der Reibung: Der um die Achse b drehbare Kern h, welcher den magnetischen Schluß der Wechselfelder darstellt, gestattet eine einstellbare Verzerrung des Spannungsfeldes und damit ein beliebiges Drehmoment zur Kompensation der Reibung.

Stoppvorrichtung: Die Kompensation könnte ein Leerlaufen des Zählers veranlassen; dies zu verhindern, sind Einrichtungen getroffen,

Fig. 16. Fig. 17.



welche als Stoppvorrichtung bezeichnet werden mögen. Da diese nur einen ganz kurzen Augenblick bei Rotation wirkt, so hat sie keinen Einfluß auf die Zählerangaben von einer minimalen Stromstärke an.

Im vorliegenden Falle befindet sich als Stoppvorrichtung unter dem Einfluß der permanenten Magnete ein Eisenstückchen l auf der Bremsscheibe, wodurch das Bestreben auftritt, den Anker in einer gewissen Stellung durch die gegenseitige Wirkung von Magnet und Eisenstückchen festzuhalten.

Zähler II (Fig. 18) [1].

Motor: Der motorisch bewegliche Teil besteht aus einem Kupferzylinder a, welcher mit der Achse b und einer Schnecke d zur Registrierung der Drehzahl fest verbunden ist. Auf der Achse sitzt ferner die Bremsscheibe c aus Aluminium. Das gemeinsame Eisengehäuse der Felder hat vier Polansätze, von denen immer zwei von einer Spule übergriffen werden.

[1]) E.T.Z. 1896, S. 501 ff.

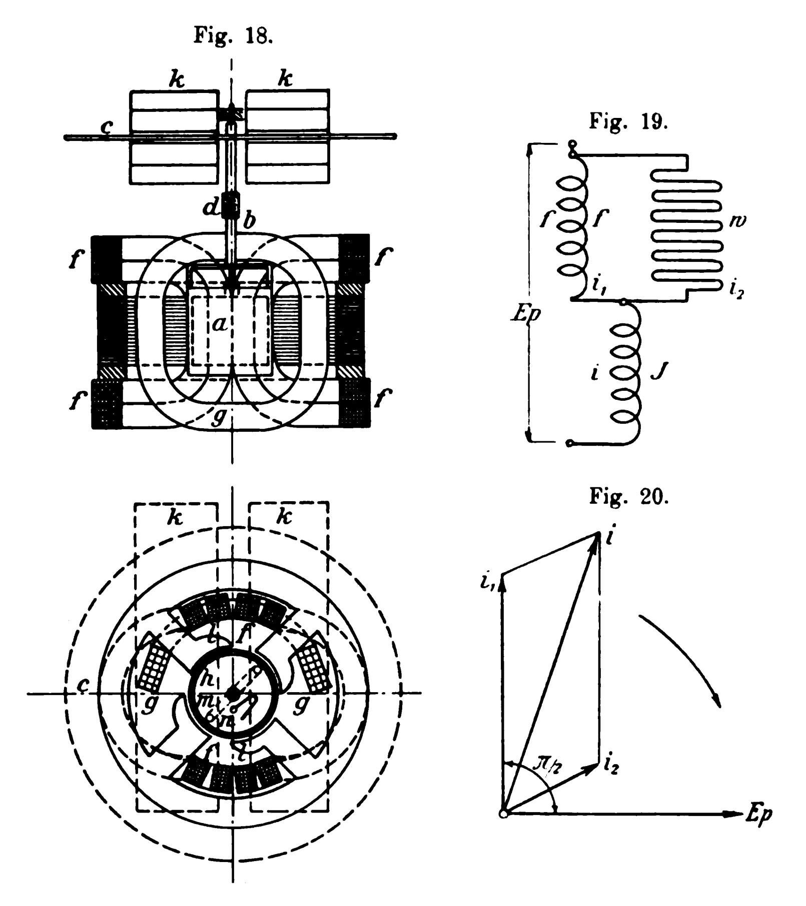
ff sind die Spulen der Spannungsphase, Spule g ist vom Hauptstrom durchflossen. ff erzeugen das motorisch wirksame Feld Bx, g erzeugt By. Bx soll mit By einen Winkel von $\frac{\pi}{2}$ bei induktionsfreier Belastung bilden.

Der Spannungskreis (Fig. 19) besteht aus einer Induktionsspule J

Fig. 18.

Fig. 19.

Fig. 20.



und einer Parallelschaltung der Spannungsspulen ff mit einem bifilaren Widerstand W. Der Strom i der Induktionsspule J zerfällt in den Strom i_1 der Zählerspulen ff und den Strom i_2 des Widerstandes W.

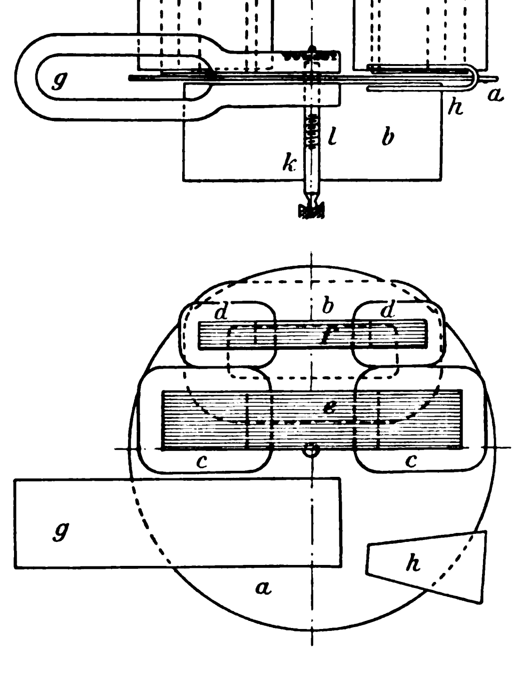
Wie aus dem Diagramm Fig. 20 ersichtlich, bleibt i_1 gegen Ep um $\frac{\pi}{2}$ zurück; dann kann aber auch erreicht werden, daß Bx gegen By bei induktionsfreier Belastung um $\frac{\pi}{2}$ zurückbleibt.

Bremsung: Es wirken zwei Magnete kk auf die Scheibe c.

Kompensation der Reibung: Diese besteht aus einer festen, welche dadurch gebildet wird, daß der Kraftfluß der Spannungsspule durch Polansätze l verzerrt wird, und einer regelbaren, welche von einer Kurzschlußwindung m hervorgerufen wird. m ist auf dem, für die Wechselfelder dienenden magnetischen Schluß, Kern h und drehbar mit h angeordnet.

Stoppvorrichtung: Um ein Leerlaufen zu verhindern, ist ein zur Regelung der Wirkung drehbares Eisenhäkchen n angeordnet.

Fig. 21.



Zähler III (Fig. 21)[1].

Motor: Der motorische bewegliche Teil besteht aus einer Kupferscheibe a als Anker, welcher um eine Achse k drehbar ist. Er trägt ferner eine Schnecke l, durch welche die Drehzahl des Ankers an einem Zählwerk summiert wird.

Auf a wirken die Stromspule b und die Spannungsspulen cc, dd, welche auf den Eisen e und f stecken.

Das Feld N_1 (Fig. 22 und 23) bleibt gegen die erzeugende Spannung, die an den Spulen cc liegt, da cc stark induktiv ist, um einen großen Winkel zurück.

Die Spulen dd liegen in Serie mit einem bifilaren Widerstande W an der Spannung. Das Feld N_2 der Spulen dd bleibt infolgedessen um einen kleinen Winkel hinter der erzeugenden Spannung zurück. cc und dd sind bezüglich ihrer Wirkung auf den Anker entgegengesetzt

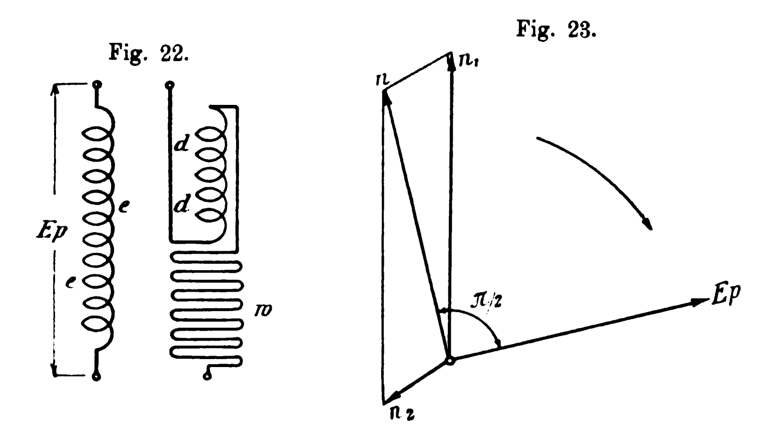
[1]) E.T.Z. 1898, S. 607 ff.

gewickelt; N_2 nimmt im Diagramm die entgegengesetzte Richtung an. Das aus N_1 und N_2 resultierende Feld N steht senkrecht auf Ep; dann lassen sich aber die beiden Felder N_1 und N_2 so wählen, daß bei induktionsfreier Belastung Bx um $\frac{\pi}{2}$ hinter By zurückbleibt.

Bremsung: Diese erfolgt durch einen permanenten Magneten g.

Kompensation der Reibung: Diese geschieht durch die von einem in seiner Lage zur Regulierung veränderlichen Eisen h hervorgerufene Verzerrung des Spannungsfeldes.

Stoppvorrichtung: Um ein Leerlaufen zu verhüten, wird der Anker nicht homogen ausgeführt. Der Leerlauf entsteht durch Ver-



zerren des Spannungsfeldes; durch die inhomogene Gestaltung des Ankers entstehen ebenfalls Verzerrungen des Spannungsfeldes. Der Anker bleibt stehen, wenn er an eine Stelle kommt, an der das Drehmoment, das von der Kompensation der Reibung hervorgerufen wird, gleich dem Widerstandsmoment der Reibung und einem im Sinne des Momentes der Reibung wirkenden Drehmomente ist, welches von der inhomogenen Gestaltung des Ankers herrührt.

Zähler IV (Fig. 24)[1].

Motor: Der motorische, bewegliche Teil besteht aus einem Aluminiumzylinder a, der mit einer Achse b, einer Bremsscheibe c aus Aluminium und einer Schnecke d fest verbunden ist.

Das Feldgehäuse hat vier Polansätze, die Spulen gg sind vom

---

[1]) E.T.Z. 1901, S. 657 ff.

Hauptstrom durchflossen und erzeugen das Feld By, die Spulen ff liegen im Spannungskreis und erzeugen das Feld Bx.

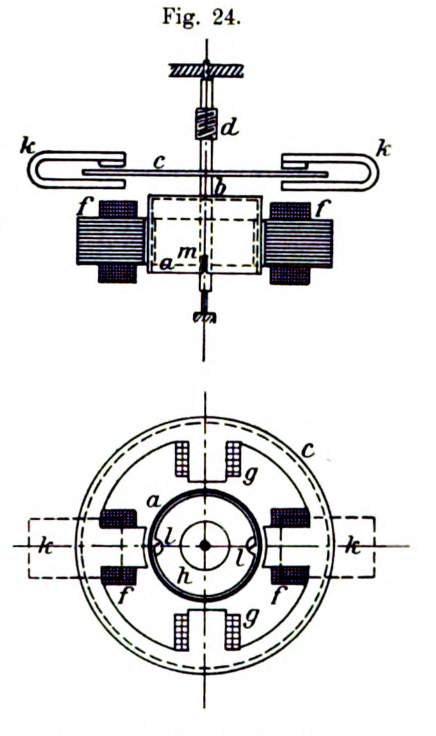
Der Spannungskreis (Fig. 25) wird von einer Drossel J, den Spulen ff und den bifilaren Widerständen W W und r in der aus der Figur ersichtlichen Weise gebildet.

Die Ableitung der Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ erfolgt in dem oben zitierten Aufsatz aus der Görgesschen Brücke.

Im vorliegenden Falle genüge folgendes:

Durch den Widerstand r fließt ein Ausgleichstrom, wenn die Punkte 1 und 2 der Fig. 25 ungleiches Potential haben.

Fig. 24.



Ist nun diese Potentialdifferenz, wie anzunehmen, gering oder gar Null, oder ist r klein gegen f und W, oder verschwindet r vollständig, so geht Fig. 25 in Fig. 26, und die vorliegende Konstruktion in die des Zählers II über.

Analog dieser letzten Konstruktion läßt sich auch im vorliegenden Fall eine Verschiebung von $\frac{\pi}{2}$ zwischen den Feldern Bx und By erzielen.

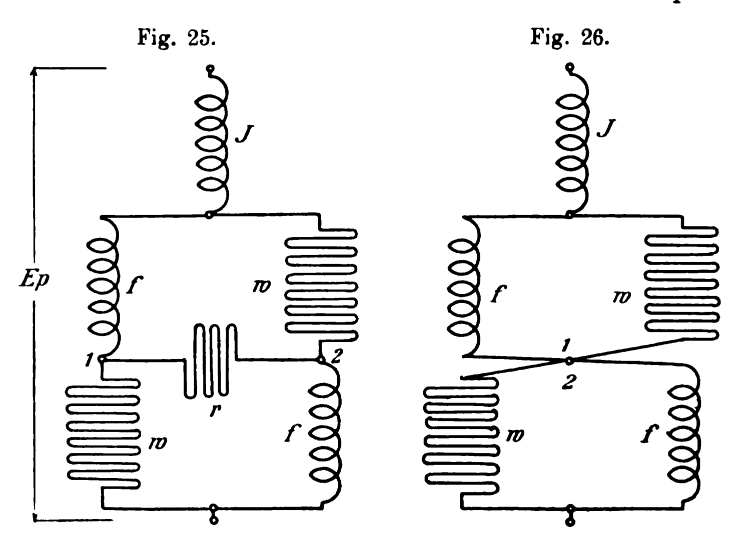
Bremsung: Zur Bremsung wirken zwei Magnete kk auf eine Aluminiumscheibe c.

Kompensation der Reibung: Die Kompensation der Reibung geschieht, indem das Spannungsfeld durch auf dem Kerne h befindliche Nuten ll verzerrt und durch das dabei entstehende Drehfeld ein Drehmoment auf den Anker ausgeübt wird. Die Lage der Nuten ll ist veränderlich in Bezug auf das Spannungsfeld, und damit kann das Drehmoment geregelt werden, um den Einfluß der Reibung genau zu kompensieren, oder um der Kompensation der Reibung einen bestimmten Wert zu geben.

Stoppvorrichtung: Um den Leerlauf zu verhüten, enthält der Anker an diametral gelegenen Stellen kleine Schlitze m. Durch diese

entsteht eine Verzerrung des Spannungsfeldes, damit ein Drehfeld und Drehmoment, welches der Kompensation der Reibung entgegenwirkt; wenn die Stelle mit dem Schlitz unter den Einfluß des Spannungs-

Fig. 25. Fig. 26.



feldes gelangt und das beschriebene, der Kompensation der Reibung entgegengesetzte Drehmoment auftritt, soll der Anker stehen bleiben, falls die Stromspule stromlos ist.

Die Untersuchung der Zähler fand statt, indem die Leistung des Wechselstromes bei einer bestimmten Spannung und Periodenzahl gemessen und gleichzeitig die Drehzahl des Zählerankers in einer gewissen Zeit festgestellt wurde.

Es war nun zu untersuchen, ob und wie weit die veränderten Betriebsbedingungen auf die benutzten Meßinstrumente einen Einfluß hatten.

2. Kritische Untersuchung der zur Eichung benutzten Instrumente.

Gemessen wurden Leistung, Spannung, Periodenzahl und Zeit.

Messung der Leistung. Zur Messung der Leistung dienten ein Wattmeter von Siemens & Halske mit einem Meßbereich von 25 Amp. und ein Wattmeter von Weston mit einem Meßbereich von 5 und 10 Amp.

Die beiden Wattmeter wurden mittels Kompensationsapparates und Normalinstrumenten der Eichstation des Laboratoriums geeicht, und die Eichungen wurden während der Messungen wiederholt. Diese

Angaben, die für Gleichstrom genau waren, wurden auch als maßgeblich bei Benutzung von Wechselstrom erachtet.

Bei variabler Periodenzahl, Spannung und Kurvenform des Wechselstromes ließen sich keine Aenderungen der Wattmeterangaben gegeneinander nachweisen.

Bei variablem Leistungsfaktor ergab sich für $\cos\varphi = 0{,}2$ bei dem Wattmeter von Siemens & Halske ein Fehler von 0,34 %, bei dem Wattmeter von Weston ein solcher von 0,11 %. Wird nun aber berücksichtigt, daß mit dem Leistungsfaktor auch der Wattmeterausschlag abnimmt und der Ablesefehler entsprechend wächst, ferner daß sich bei großem Leistungsfaktor beträchtliche Fehler der Zähler ergeben, so erschien es nicht nötig, die minimalen Fehler der Wattmeter bei sehr kleinem Leistungsfaktor zu berücksichtigen.

Die mit Gleichstrom geeichten Angaben der Wattmeter wurden demnach allen Messungen mit Wechselstrom zu Grunde gelegt.

Messung der Spannung. Hierzu wurde ein Voltmeter von Siemens & Halske benutzt. Dasselbe wurde mit Hilfe eines Elektrometers bei Wechselstrom geeicht. Eine Abweichung der Angaben voneinander konnte bei Variation der Periodenzahl und Kurvenform nicht nachgewiesen werden.

Messung der Periodenzahl. Die Periodenzahl ν berechnet sich aus der Umdrehungszahl des Maschinenankers u_1 folgendermaßen:

$$\nu = u_1 \cdot p \cdot \frac{1}{60},$$

wenn p die Anzahl der Polpaare der Maschine bedeutet. Die Umdrehungszahl u_1 wurde an einem direkt mit der Maschine gekuppelten Tachometer abgelesen, welches seinerseits wieder mit einem Apparat von Schäffer & Budenberg geeicht wurde, der auf der einen Seite ein Zählwerk für die Umdrehungszahl, auf der anderen eine Stoppuhr besaß. Der Apparat gibt also auf der einen Seite durch einfache Subtraktion die Drehzahl, auf der anderen die dazugehörige Zeit in Sekunden an, während welcher die Drehzahl gemessen wird.

Messung der Zeit. Die Zeit wurde mit einer Stoppuhr gemessen, welche bis auf $^1/_{10}$ Sek. genaue Ablesungen gestattete. Die Uhr war genau reguliert.

3. Die Kurvenform des Wechselstromes.

Der Wechselstrom wurde geliefert von:

1. einem Zweiphasengenerator der Union E.-G.
2. einem Einphasengenerator von Ganz & C.

Die Kurvenform der Maschine der Union E.-G. ist in den Fig. 27 bis 32 dargestellt, die Kurvenform der Maschine von Ganz & Co. in Fig. 33. Während die erste Maschine eine Kurve besitzt, welche sich der Sinusform nähert, ist die Kurve der zweiten Maschine ganz außerordentlich spitz.

4. Untersuchung bei verschiedenem Strom und verschiedener Periodenzahl.

Die Schaltung ist in Fig. 34 dargestellt. Der Motor M mit dem Anker A_1, dem Anlaßwiderstand R_1, dem Feld F_1 und dem Nebenschlußregulator R_3 ist mit dem Anker A_2 des Wechselstromgenerators G direkt gekuppelt. An den Ankerklemmen von G liegt ein Stromkreis, gebildet von der Zählerstromspule Z_h, der Stromspule des Wattmeters von Siemens & Halske WSH_h, der Stromspule des Wattmeters von Weston WW_h und einer Lampenbatterie L in Serie. Ferner liegt an den Klemmen von A_2 ein zweiter Stromkreis, welcher parallel geschaltet enthält: die Zählerspannungsspule Z_n, die Spannungsspule des Wattmeters von Siemens & Halske WSH_n, die Spannungsspule des Wattmeters von Weston WW_n und das Voltmeter V. Die Stromspule WW_h kann mittels des Ausschalters n kurzgeschlossen werden. T bedeutet das Tachometer.

Ausführung der Messung: Die Zähler wurden untersucht bei den Periodenzahlen 35, 40, 45, 50, 55, 60. Die proportionale Drehzahl der Maschine wurde am Tachometer T abgelesen; hergestellt wurde sie mittels R_1 und R_3. Es wurde auf das Genaueste beachtet, daß sie während der Messung konstant blieb.

Die ebenfalls konstant gehaltene Spannung V wurde am Voltmeter V abgelesen und betrug 110 Volt.

Die Leistung wurde abgelesen am Wattmeter von Weston: hierbei wurden bis 5 Amp. die Stromspulen in Serie geschaltet, der Multiplikator der entsprechenden Ausschläge W_s war 5. Bis 10 Amp. sind die Stromspulen parallel geschaltet, der Multiplikator der entsprechenden Ausschläge W_p war 10. Bis 25 Amp. wurde die Leistung am Wattmeter von Siemens & Halske abgelesen, die entsprechenden Ausschläge WSH sind mit 20 zu multiplizieren, um die Angabe in Watt zu erhalten.

Die Belastung wurde mittels der Lampenbatterie L variiert.

Eine gewisse Drehzahl u des Zählerankers wird beim Betrieb abgezählt, und die hierfür nötige Zeit (Sek.) in Sekunden mit der Stoppuhr gemessen.

Fig. 27.

Kurvenform des Wechselstromes der Maschine der Union-Elektrizitäts-Gesellschaft (110 Volt).

Leerlauf.

Volt

Momentanwerte in Volt div. durch 20.

Teilgrade →

220 230 240 250 260 270 280 290 300 310 320 330 340 350 360 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150°

Fig. 30.

Kurvenform des Wechselstromes der Maschine der Union-Elektrizitäts-Gesellschaft (110 Volt).

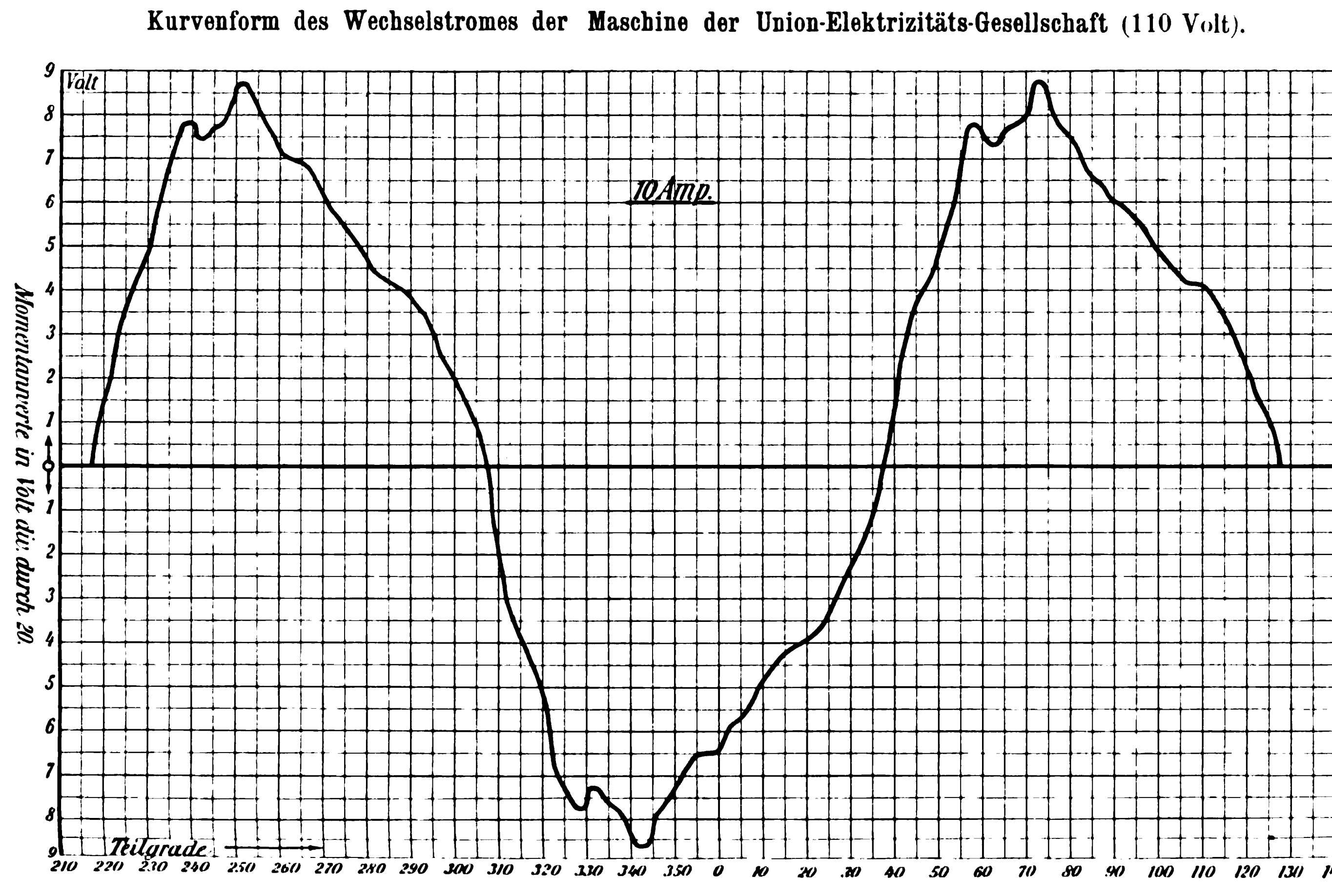


Fig. 31.

Kurvenform des Wechselstromes der Maschine der Union-Elektrizitäts-Gesellschaft (110 Volt).

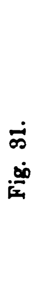


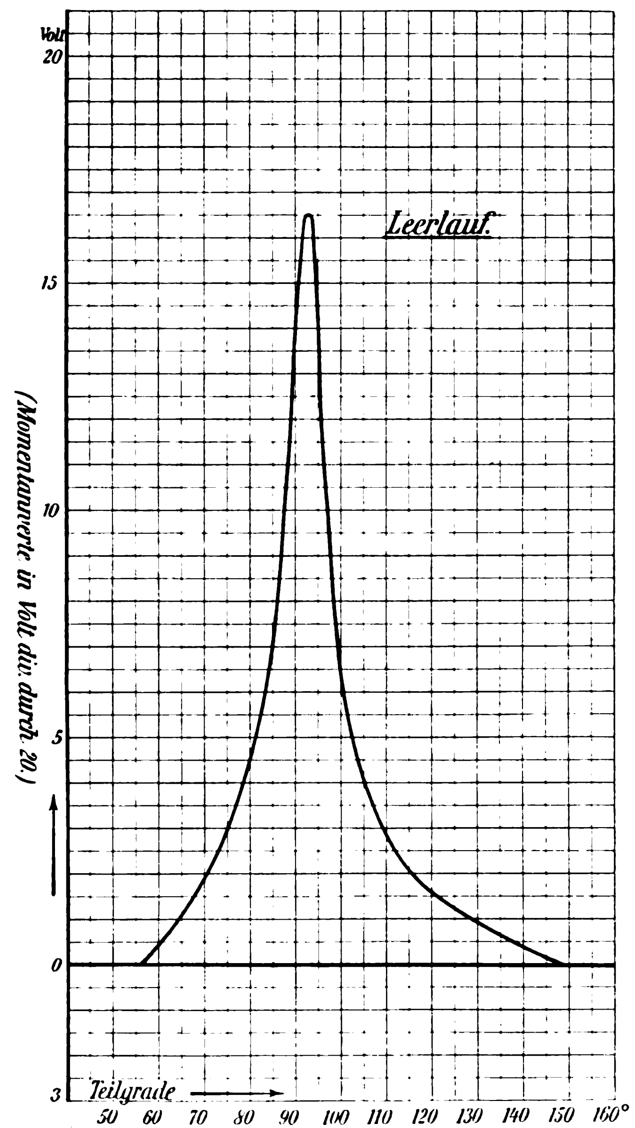
Fig. 32.

Kurvenform des Wechselstromes der Maschine der Union-Elektrizitäts-Gesellschaft (110 Volt).



Fig. 33.

Kurvenform des Wechselstromes der Maschine von Ganz & Co. (110 Volt).



Am Wattmeter wird die Leistung abgelesen, die Drehzahl des Zählerankers während einer gewissen Zeit ist bestimmt, also kann die Wattstundenzahl pro Umdrehung berechnet werden, und zwar ist sie

$$\frac{\text{Watt . Sek.}}{3600 \,.\, u}.$$

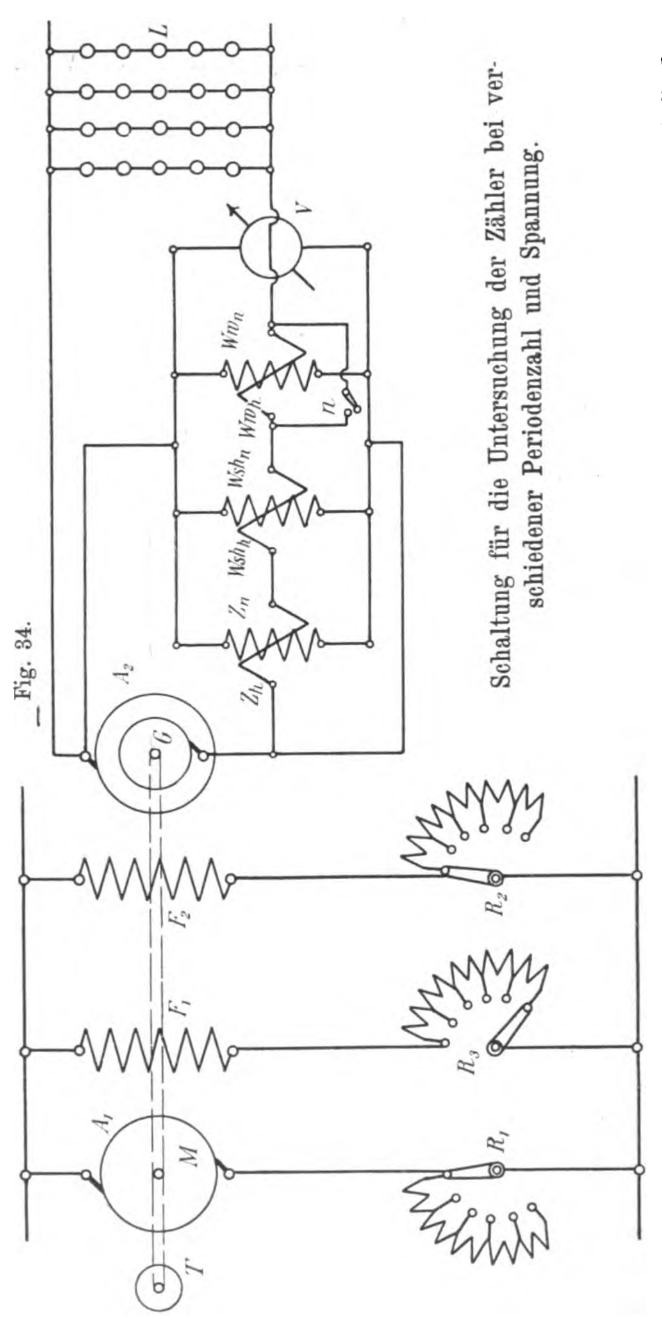


Fig. 34.

Schaltung für die Untersuchung der Zähler bei verschiedener Periodenzahl und Spannung.

Anderseits liegt durch die Uebersetzung des Zählwerkes fest: Eine Umdrehung des Zählerankers entspricht einer gewissen Wattstundenangabe am Zifferblatt des Zählers. Es sei diese Wattstundenangabe pro Umdrehung mit 100/k bezeichnet.

Es kann demnach verglichen werden: berechnete Wattstundenzahl pro Umdrehung und am Zähler abgelesene Wattstunden pro Umdrehung.

Es wurde nun die Solldrehzahl des Zählers für 100 Wattstunden durch Auszählung der Uebersetzung bestimmt, und damit die Konstante k des Zählers festgelegt. Es müßten dann die berechneten Wattstunden pro Umdrehung $\frac{\text{Watt . Sek.}}{3600 \,.\, u}$ entsprechen den abgelesenen Wattstunden pro Um-

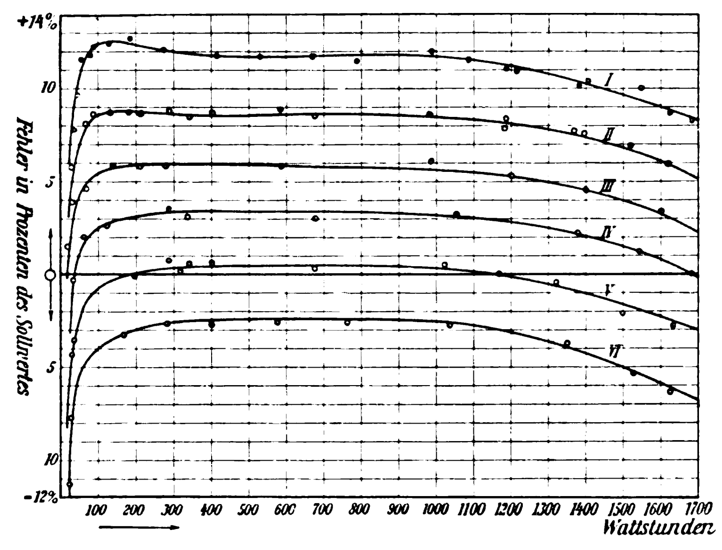
drehung 100/k, oder $\frac{\text{Watt . Sek. . k}}{3600 \text{ . u}}$ müßten entsprechen 100. Die Differenz des berechneten Bruches gegen 100 gibt zugleich den Fehler des Zählers in Prozenten der Zifferblattangabe.

Diese Fehler wurden als Funktion der Variablen aufgetragen und ergaben die Betriebskurven.

Die Wattmeterangaben waren nach den zugehörigen Eichkurven korrigiert.

Fig. 35.

Verhalten des Zählers I bei verschiedener Periodenzahl.



Es ist aufgenommen:

Kurve I bei 35 Perioden		Kurve IV bei 50 Perioden	
„ II „ 40 „		„ V „ 55 „	
„ III „ 45 „		„ VI „ 60 „	

Es wurden 6 Messungsreihen aufgenommen, während welcher Periodenzahl und Spannung konstant waren, und nur der Strom variiert wurde.

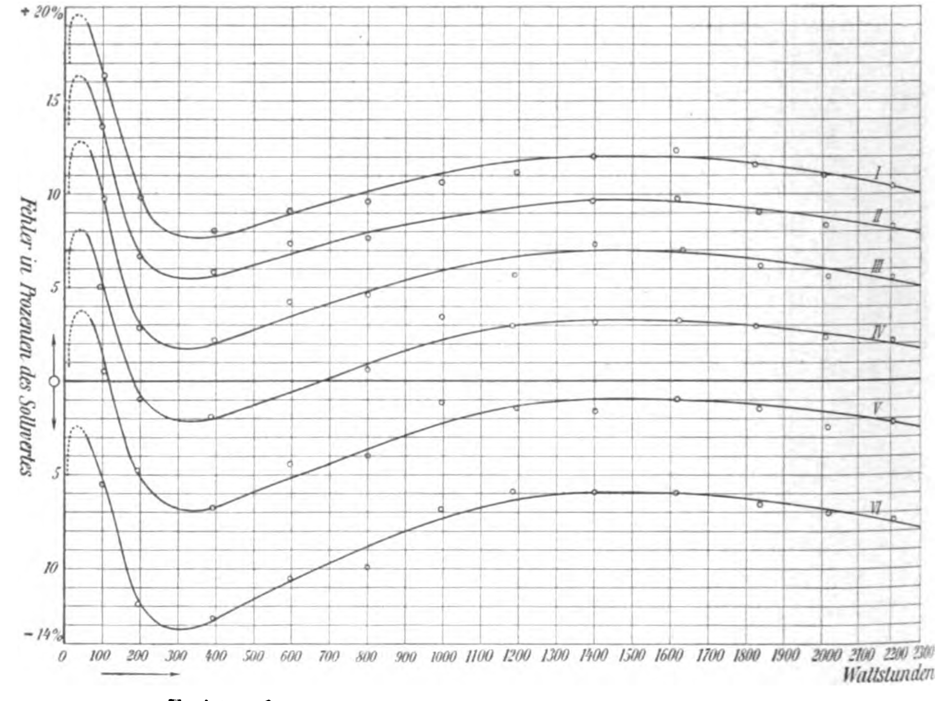
Die Ergebnisse in Kurvenform sind in den Fig. 35 bis 39 niedergelegt, und zwar sind Fig. 35 bis 38 die Betriebskurven als Funktion der Belastung; Fig. 39 stellt die Betriebskurven als Funktion der Periodenzahl dar.

Die Betriebskurven für variable Belastung weisen abgesehen von sehr kleinen Werten bei 50 Perioden folgende maximale Fehler auf:

	Positiver Fehler	Negativer Fehler
	%	%
Zähler I	+ 3	— 0
Zähler II	+ 3	— 2
Zähler III . . .	+ 3	— 2 1/2
Zähler IV . . .	+ 3	— 1/2

Fig. 36.

Verhalten des Zählers II bei verschiedener Periodenzahl.



Es ist aufgenommen:

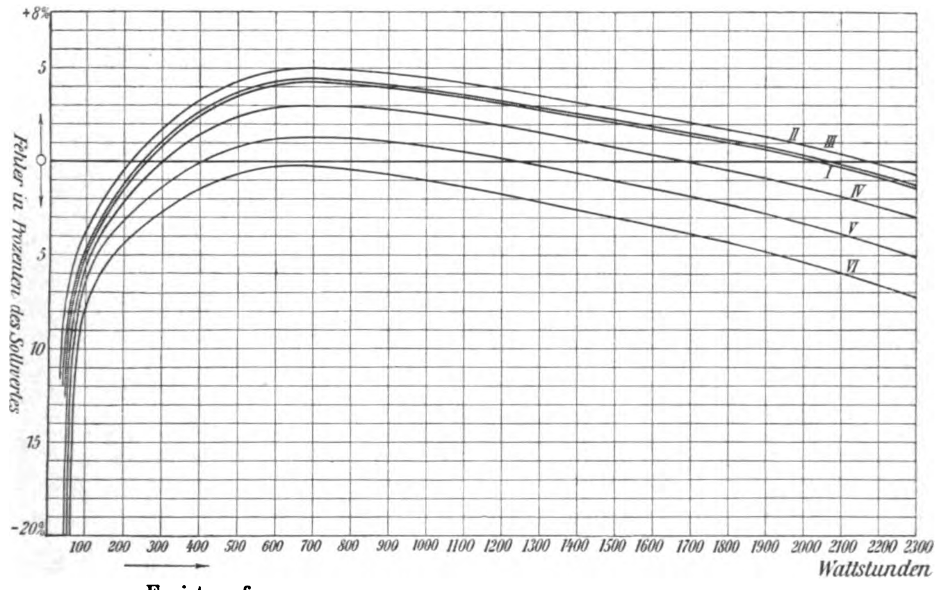
Kurve I bei 35 Perioden		Kurve IV bei 50 Perioden	
„ II „ 40 „		„ V „ 55 „	
„ III „ 45 „		„ VI „ 60 „	

Bei anderer Periodenzahl ergeben die Betriebskurven für variable Belastung — von kleinen Werten abgesehen — ähnlichen Verlauf, jedoch ergeben sich folgende Fehler bei Aenderung der Periodenzahl um:

	— 30 %	+ 20 %	— 5 %	+ 5 %
	%	%	%	%
Zähler I	+ 12	— 7	+ 4½	— 1½
Zähler II	+ 12	— 13	+ 4½	— 4
Zähler III	+ 4	— 7	+ 3½	— 3½
Zähler IV	+ 4	— 9	+ 4	— 1½

Fig. 37.

Verhalten des Zählers III bei verschiedener Periodenzahl.



Es ist aufgenommen:

Kurve I bei 35 Perioden	Kurve IV bei 50 Perioden
„ II „ 40 „	„ V „ 55 „
„ III „ 45 „	„ VI „ 60 „

5. Untersuchung bei verschiedenem Strom und verschiedener Spannung.

Die Schaltung war genau die gleiche wie bei der Untersuchung bei verschiedener Periodenzahl (S. 320).

Ausführung der Messung: Die Zähler wurden untersucht bei den Spannungen 90, 100, 110, 120, 130 Volt; reguliert wurde die Spannung mit dem Nebenschlußregulator R_2 im Feld F_2 des Generators. Auch hier wurde beachtet, daß während der Messung die jeweilige Spannung konstant blieb.

Die Periodenzahl wurde durch Regulierwiderstand R_3 im Felde des Motors konstant auf 50 gehalten.

Mit Rücksicht auf die höhere Spannung wurden beim Watt-

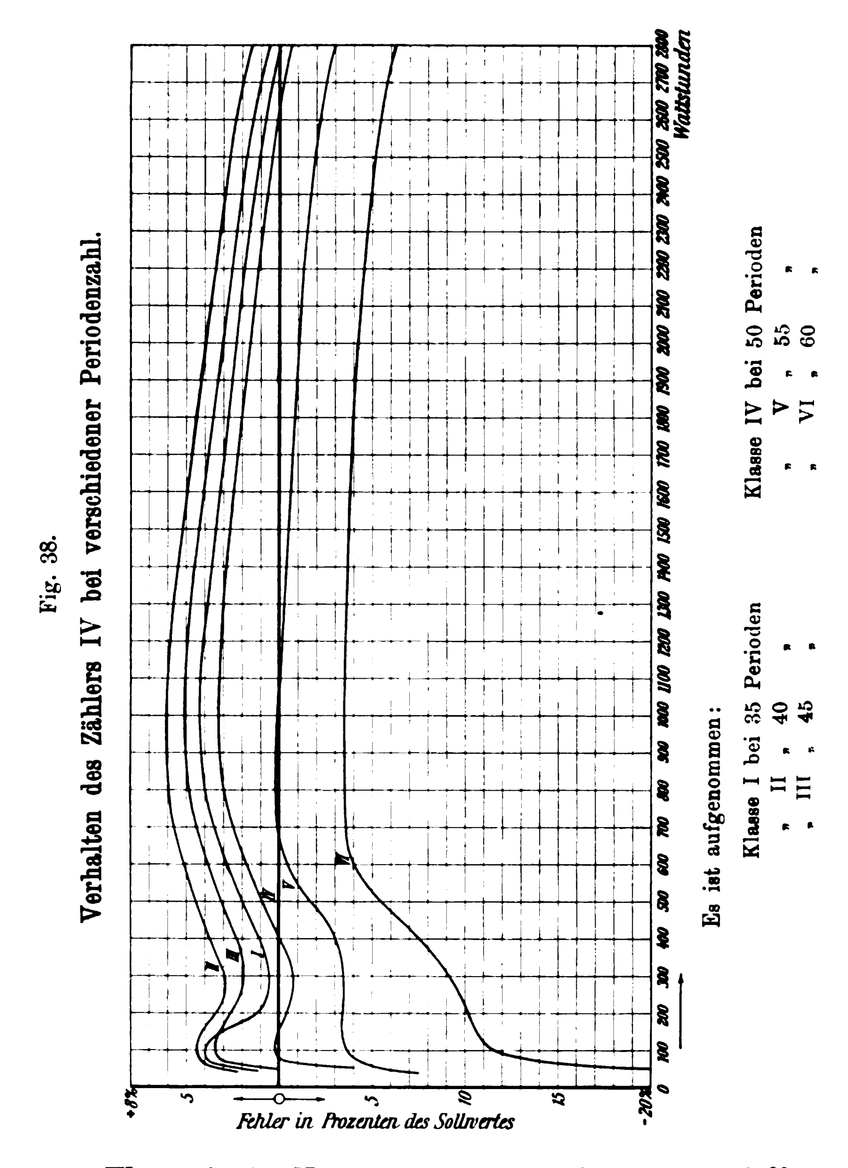


Fig. 38.
Verhalten des Zählers IV bei verschiedener Periodenzahl.

meter von Weston in den Nebenschluß zu den vorhandenen 5190 Ohm noch weitere 2.519 Ohm bifilaren Widerstandes geschaltet.

Die Wattmeterangaben W_3 bei einem Meßbereich bis 5 Amp.

mußten mit 6 multipliziert werden, die Wattmeterangaben W_p bei einem Meßbereich bis 10 Amp. mußten mit 12 multipliziert werden, um die Angaben in Watt zu erhalten.

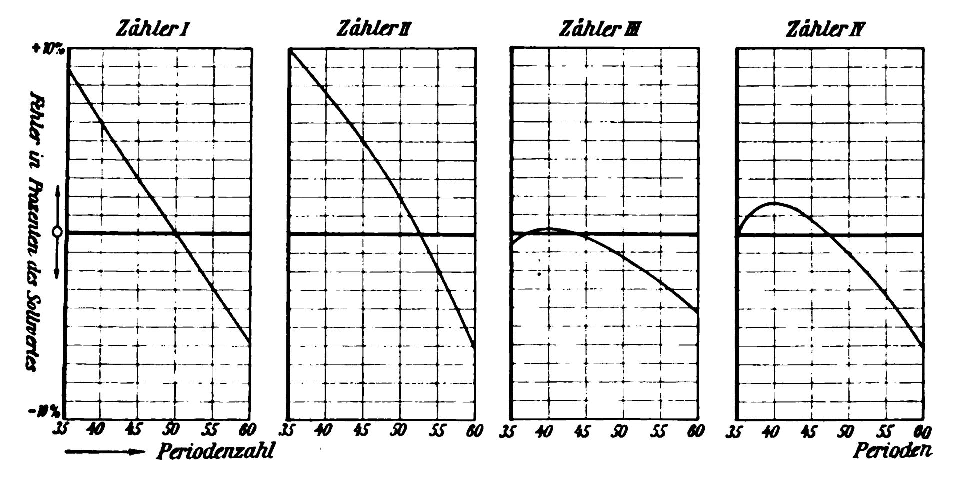
Als Belastung diente die Lampenbatterie L.

Im übrigen wurde wie bei der Untersuchung bei verschiedener Periodenzahl verfahren.

Die Ergebnisse sind in Kurvenform in Fig. 40 bis 44 niedergelegt, und zwar sind in Fig. 40 bis 43 die Betriebskurven als Funk-

Fig. 39.

Verhalten der Zähler bei verschiedener Periodenzahl.



tion der Belastung, auf Fig. 44 die Betriebskurven als Funktion der Spannung verzeichnet.

Für 110 Volt ergeben sich ungefähr dieselben Fehler, wie in der Fehlertabelle für 50 Perioden S. 330.

Bei Aenderung der Spannung treten, abgesehen von kleinen Werten der Belastung, folgende ungefähre maximale Fehler auf, wenn sich die Spannung von der normalen (110 Volt) ändert um:

	+ 20 %	— 30 %	+ 5 %	— 5 %
	%	%	%	%
Zähler I	+ 7	— 6	+ 4½	+ 2
Zähler II	+ 4	+ 2½	+ 3½	+ 3½
Zähler III	— 2½	+ 2½	+ 2	+ 2
Zähler IV	+ 3	+ 3	+ 3	+ 3

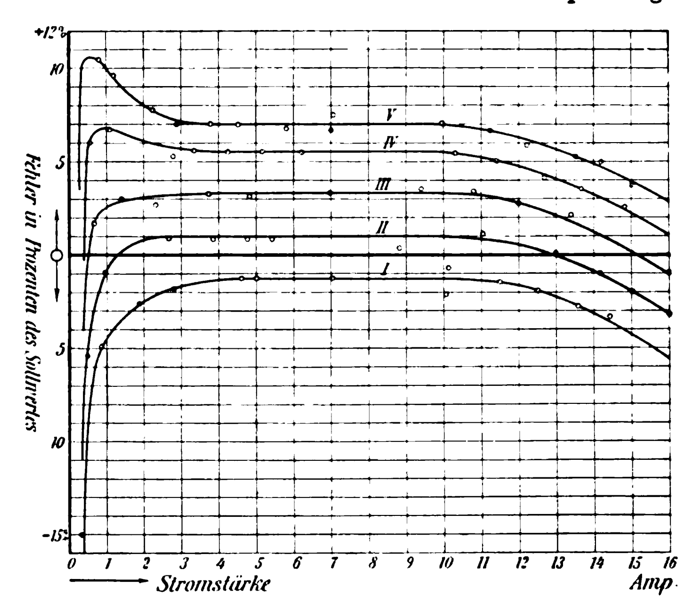
6. Untersuchung bei verschiedenem Strom und Leistungsfaktor.

Wie alle anderen Untersuchungen, so wurde auch diese erst an einer Siemensschen Wechselstrommaschine (Dreiphasengenerator) ausgeführt und dann an dem Zweiphasengenerator der Union E.-G. wiederholt.

Die Schaltung an der Siemensschen Wechselstrommaschine war die folgende (Fig. 45):

Fig. 40.

Verhalten des Zählers I bei verschiedener Spannung.

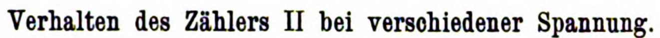


Es ist aufgenommen:

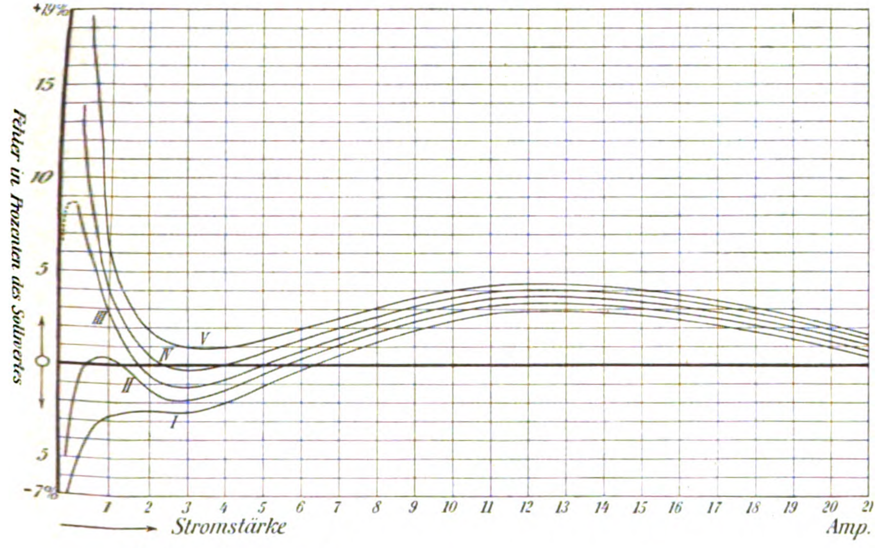
Kurve I bei 90 Volt	Kurve IV bei 120 Volt
„ II „ 100 „	„ V „ 130 „
„ III „ 110 „	

Die Gleichstromseite bleibt dieselbe wie bei der Untersuchung bei verschiedener Periodenzahl S. 320. G ist ein Wechselstromdreiphasengenerator, die drei Phasen sind a, b, c. Die Ströme der Generatorphasen werden in die drei Phasen A, B, C eines Drehstrommotors als Transformator geschickt. In den drei Phasen α, β, γ des festgebremsten Schleifringankers werden infolgedessen Ströme induziert.

Fig. 41.



Verhalten des Zählers II bei verschiedener Spannung.

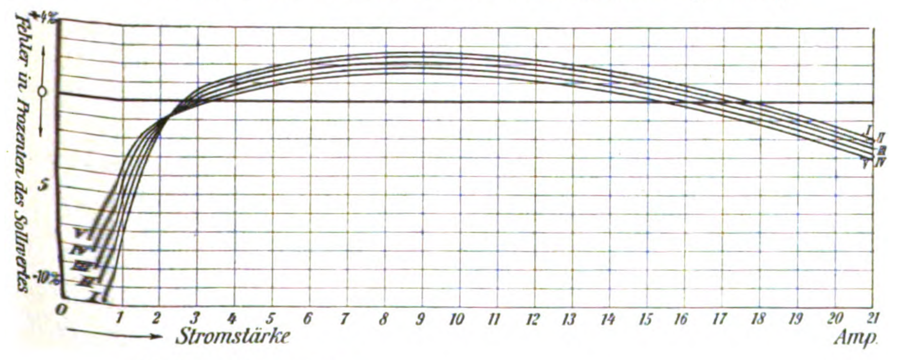


Es ist aufgenommen:

Kurve I bei 90 Volt			Kurve IV bei 120 Volt	
„ II „ 100 „			„ V „ 130 „	
„ III „ 110 „				

Fig. 42.

Verhalten des Zählers III bei verschiedener Spannung.



Es ist aufgenommen:

Kurve I bei 90 Volt			Kurve IV bei 120 Volt	
„ II „ 100 „			„ V „ 130 „	
„ III „ 110 „				

Der Anker kann räumlich jede Stellung zum Felde annehmen, wodurch bewirkt wird, daß die Ströme in α, β, γ zeitlich gegen die Spannungen an A, B, C beliebig verschoben werden können [1]).

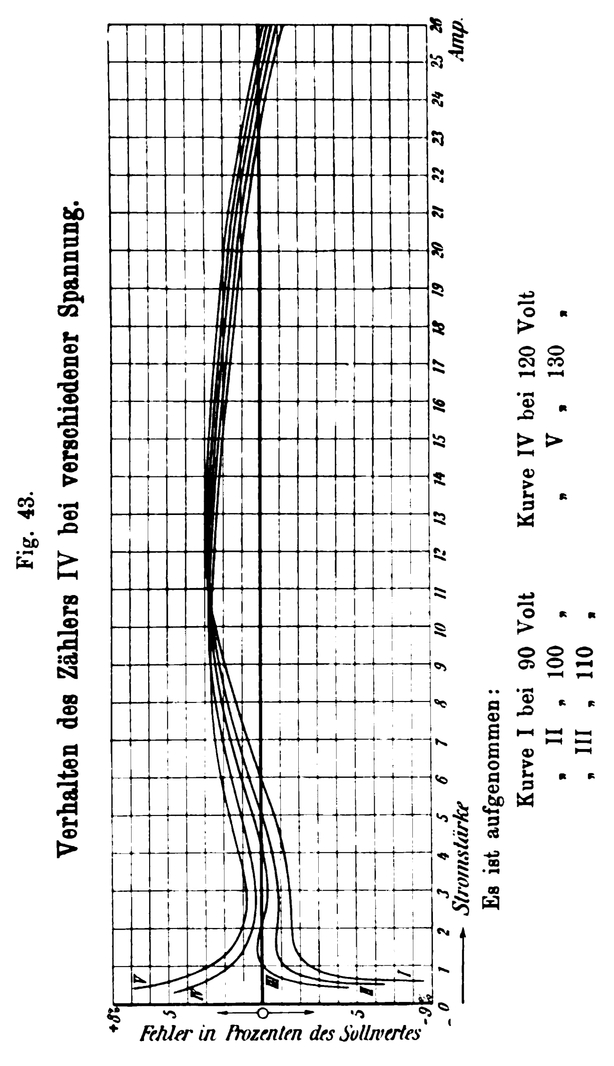


Fig. 43.
Verhalten des Zählers IV bei verschiedener Spannung.

Für die Zählerschaltung wird der Stromkreis folgendermaßen gebildet: In dem Stromkreis der Phase γ liegen die Zählerstromspulen Z_h, die Wattmeterspulen WSH_h und WW_h, ein Amperemeter Amp. und eine Lampenbatterie L. Der Spannungskreis liegt an der Phase b des Generators und wird durch die parallel geschalteten Spannungsspulen des Zählers Z_n, der Wattmeter WSH_n und WW_n und das Voltmeter V gebildet.

Zur Ausführung der Messung wurde die Periodenzahl auf 50, die Spannung am Voltmeter V auf 110 Volt gehalten.

Es wurden Messungsreihen bei $^1/_5$, $^2/_5$, $^3/_5$, $^4/_5$ und $^5/_5$ der Maximalbelastung ausgeführt; während derselben wurde die Stromstärke mit Hilfe der Lampenbatterie L, wenn nötig, reguliert; als vergleichendes Instru-

[1]) Vergl. Wedding, Anleitung zu den Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium. Berlin. III, S. 27.

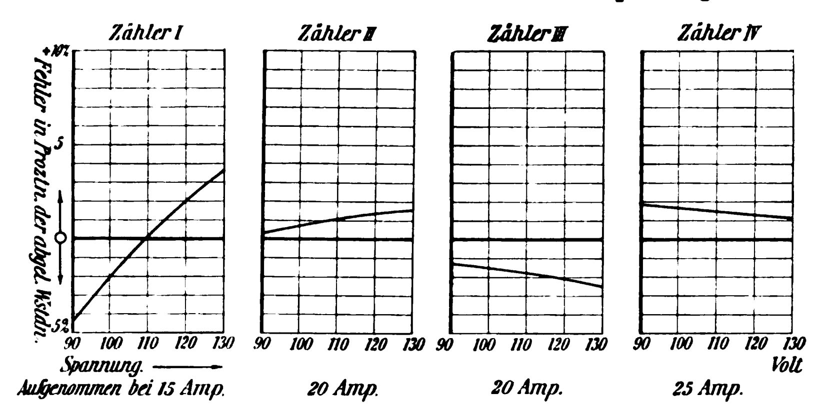
ment wurde hierbei ein Hitzdrahtamperemeter von Hartmann & Braun verwendet.

Verändert wurde der Leistungsfaktor, d. h. Spannung und Strom im Spannungs- und Stromkreis wurden zeitlich gegeneinander verschoben durch Aenderung der relativen Lage von Anker und Feld des Drehstrommotors.

Wenn am Wattmeter der größte Ausschlag bei konstanter Stromstärke erhalten wurde, so war der Leistungsfaktor $\cos \varphi = 1$. Aendert sich die relative Lage von Anker und Feld, so wird bei konstanter Spannung und Stromstärke der Wattmeterausschlag kleiner und zwar proportional dem jeweiligen Leistungsfaktor.

Fig. 44.

Verhalten der Zähler bei verschiedener Spannung.



Der Leistungsfaktor $\cos \varphi$ ist also zu berechnen aus dem Verhältnis der Wattangabe für die betreffende Stellung und der maximalen Wattangabe.

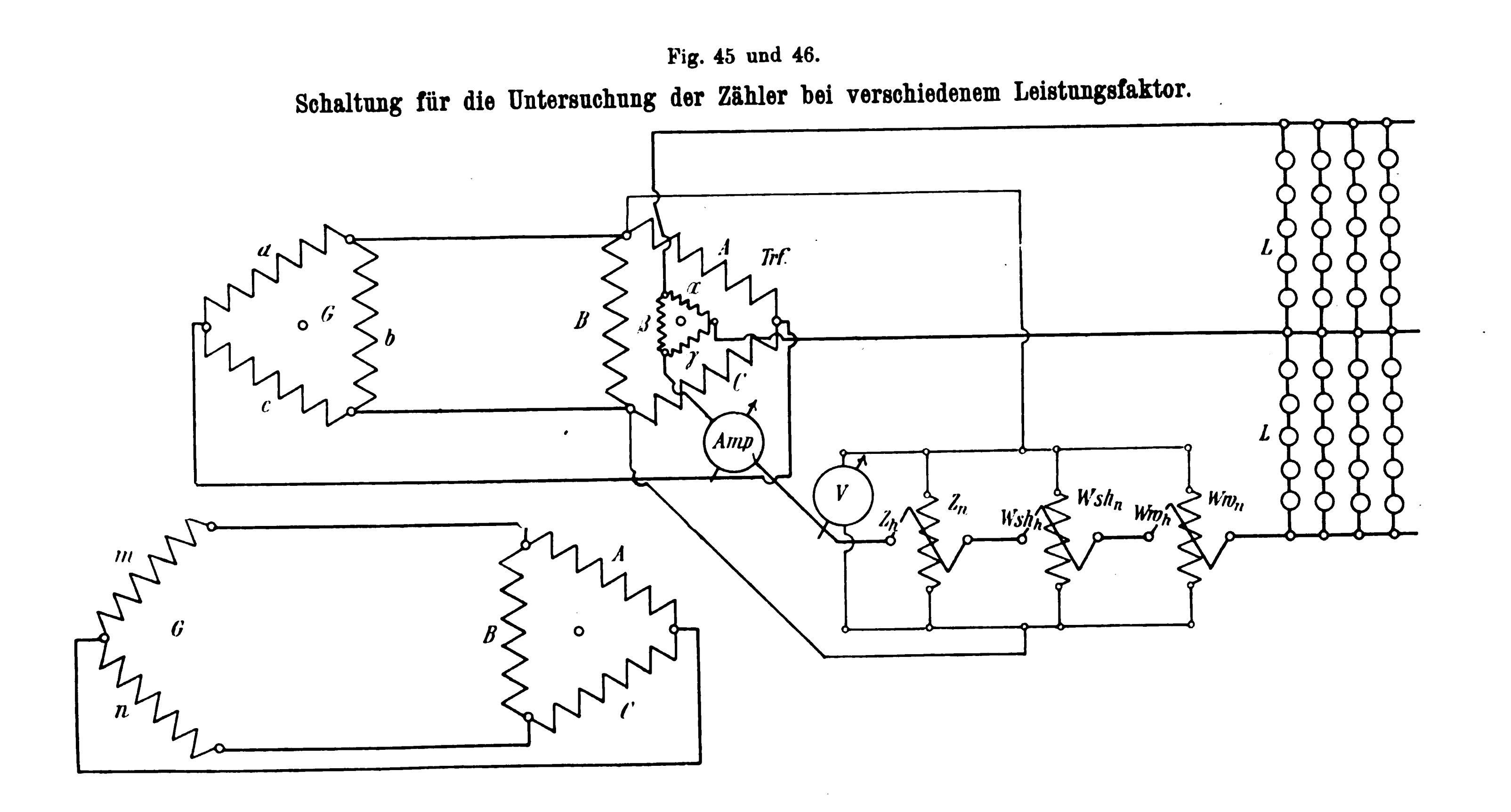
An der Maschine der Union E.-G. sind zwei räumlich und zeitlich um $\frac{\pi}{2}$ verschobene Phasen m und n (Fig. 46) vorhanden; diese werden auf das Feld des Drehstrommotors geschaltet, wie aus der Figur ersichtlich.

Die Messungen an der Siemensschen Maschine nach Fig. 45 und an der Union-Maschine mit der Aenderung der Schaltung nach Fig. 46 ergaben dasselbe Resultat; im folgenden sind die Resultate von der Untersuchung an der Union-Maschine wiedergegeben.

Der Anker des Drehstrommotors besaß eine Teilscheibe, welche so eingestellt wurde, daß die Messungen mit sehr kleinem $\cos \varphi$ be-

Fig. 45 und 46.

Schaltung für die Untersuchung der Zähler bei verschiedenem Leistungsfaktor.



gannen; der Anker wurde nun gedreht, bis cos φ gleich eins wurde und dann in der gleichen Richtung weiter, bis cos φ wieder Null wurde. In dem einen Teil der Messung eilte die Spannung dem Strom vor, in dem anderen der Strom der Spannung.

Um die gegenseitige Lage dieser Größen festzulegen, wurde

Fig. 47.

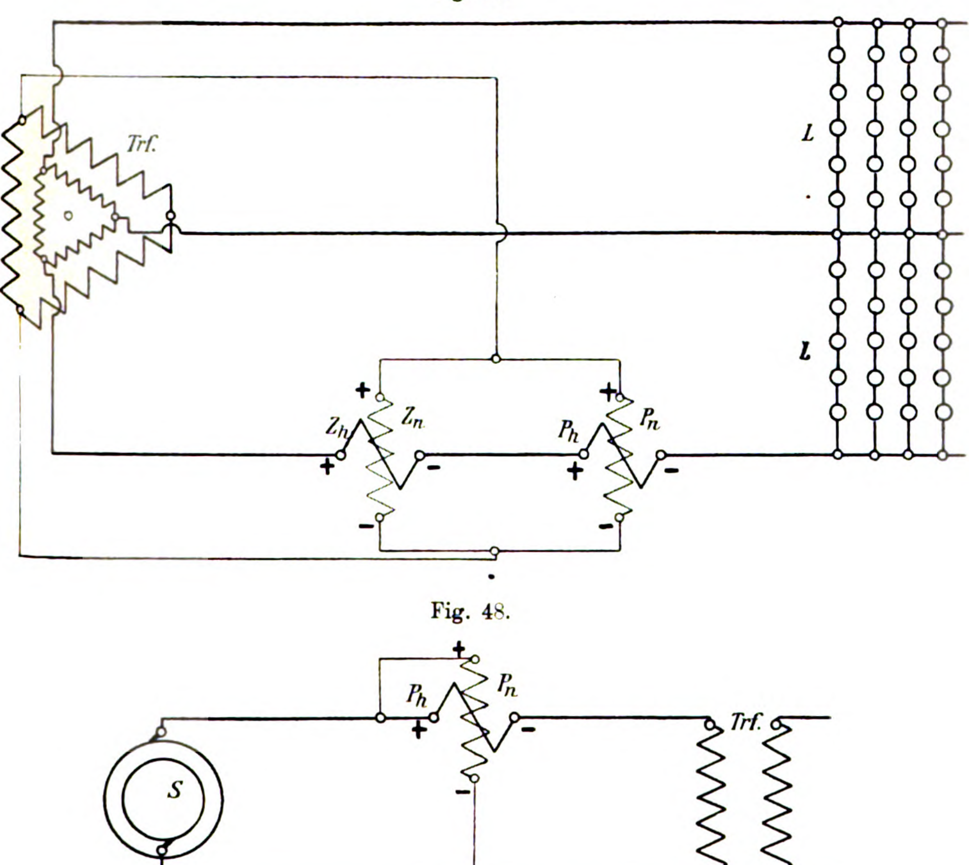


Fig. 48.

nach Fig. 47 ein Phasenmeter benutzt, dessen Spannungsspule p_n zu dem Spannungskreis der Fig. 45 parallel geschaltet wurde, und dessen Stromspule mit den anderen Stromspulen in Serie lag, und zwar unter der folgenden Wahl der Klemmen:

Der Zähler und das Phasenmeter werden so angeschlossen, daß Strom- und Spannungsspulen je eine Einführungsklemme und eine Ableitungsklemme haben; die Einführungsklemmen seien mit $+$, die

Ableitungsklemmen mit — bezeichnet. Es wurde nach Fig. 47 geschaltet. Bei einem Teil der Messungen, je nach Stellung der Teilscheibe, ergibt sich ein Ausschlag des Phasenmeters nach links, bei einem anderen nach rechts. In einem Falle ist Induktionsspulenwirkung, im anderen Kondensatorwirkung vorhanden. Bei derselben Schaltung des Phasenmeters bezüglich der Stromzuführung erfolgt nun eine Belastung mit einer Induktionsspulenwirkung, nämlich einem leerlaufenden Transformator nach Fig. 48. Es ergibt sich ein Ausschlag nach einer bestimmten Seite; damit ist aber für das Phasenmeter der Richtungssinn des Stromes bestimmt, und unter Beibehaltung derselben Schaltung des Phasenmeters auch derjenige, welcher den einzelnen Stellungen der Teilscheibe entspricht. Ergibt sich bei Benutzung der Schaltung Fig. 47 derselbe Ausschlag seiner Richtung nach, wie bei Schaltung Fig. 48, so ist Induktionsspulenwirkung vorhanden; ergibt sich entgegengesetzter Richtungssinn, so verhalten sich Spannung und Strom von Spannungs- und Stromkreis der Fig. 47, wie bei einem Kondensator. Damit ist aber auch bei entsprechender Schaltung die gegenseitige Lage der Spannung und des Stromes für die Untersuchung der Zähler bei variablem Leistungsfaktor nach Schaltung der Fig. 45 festgelegt.

Diese Bestimmung wurde bei jeder Aenderung der Schaltung an den Zählern wiederholt.

Die Ergebnisse in Kurvenform befinden sich in Fig. 49 bis 52.

Der größte Fehler erfolgte naturgemäß bei kleinstem Leistungsfaktor.

Es mögen für $\cos \varphi = 0{,}25$, dem in der Praxis vorkommenden, wohl kleinsten Leistungsfaktor, und induktive Belastung die Fehler angegeben werden, wenn die jeweilige Belastung von der maximalen Belastung beträgt:

	1/5	2/5	3/5	4/5	5/5
	%	%	%	%	%
Zähler I	— 2	— 2	— 7	— 6	— 12
Zähler II	+ 4	+ 1	+ 5	+ 3	+ 3
Zähler III	— 6	— 1	+ 6	+ 5	+ 3
Zähler IV	+ 4	+ 6	+ 7	+ 7	+ 3

Für einen mittleren $\cos \varphi = 0{,}5$ ergeben sich folgende Fehler, wenn die jeweilige Belastung von der maximalen beträgt:

Fig. 49.

Verhalten des Zählers I bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Es ist aufgenommen: Kurve I bei 2,7 Amp., Kurve II bei 5,8 Amp., Kurve III bei 9 Amp., Kurve IV bei 13 Amp., Kurve V bei 16 Amp.
Es bedeuten: k Kondensatorwirkung, i Induktionsspulenwirkung.

Fig. 50.

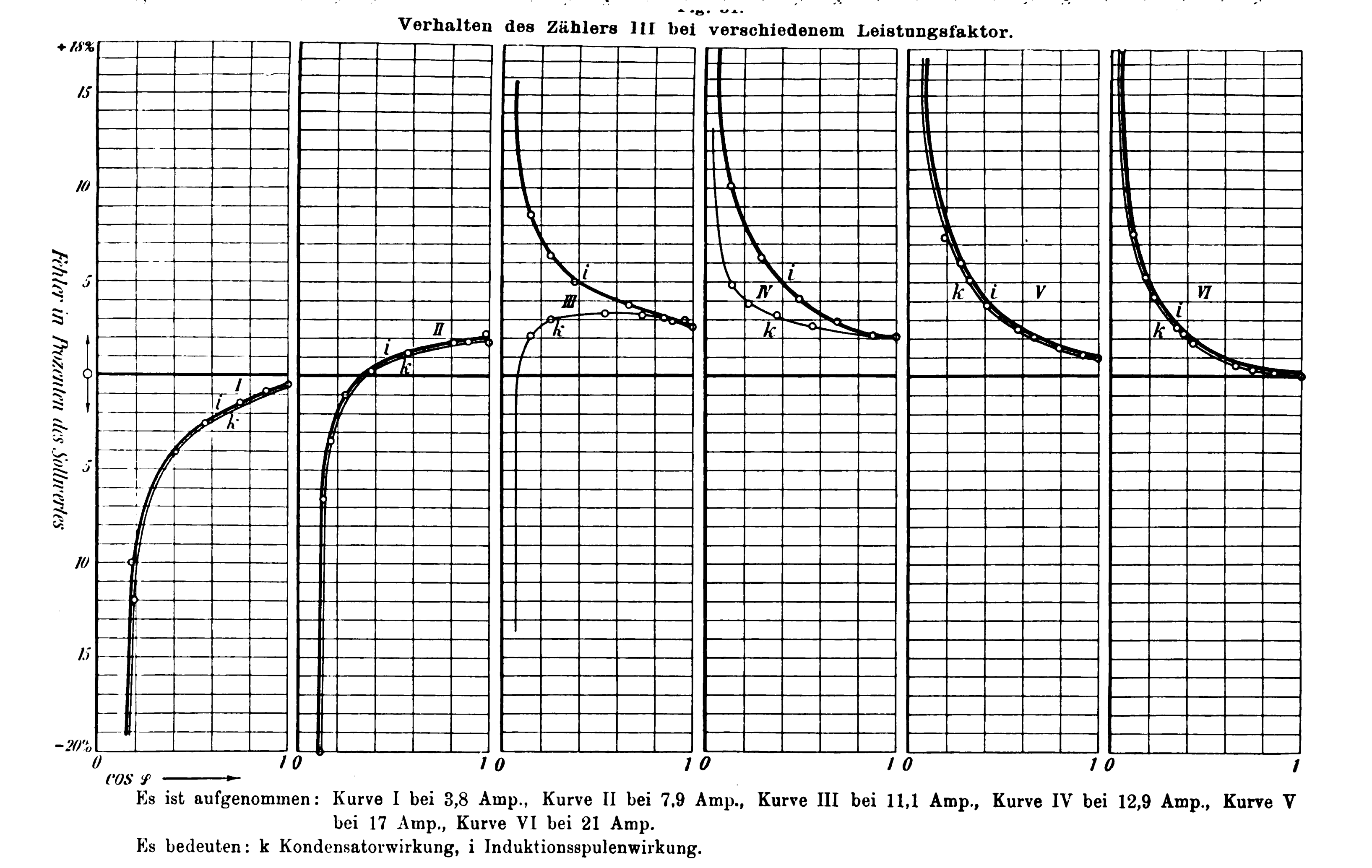
Verhalten des Zählers II bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Es ist aufgenommen: Kurve I bei 3,8 Amp., Kurve II bei 7,9 Amp., Kurve III bei 12,9 Amp., Kurve IV bei 17,9 Amp., Kurve V bei 20,9 Amp.

Es bedeuten: k Kondensatorwirkung, i Induktionsspulenwirkung.

Fig. 31.

Verhalten des Zählers III bei verschiedenem Leistungsfaktor.

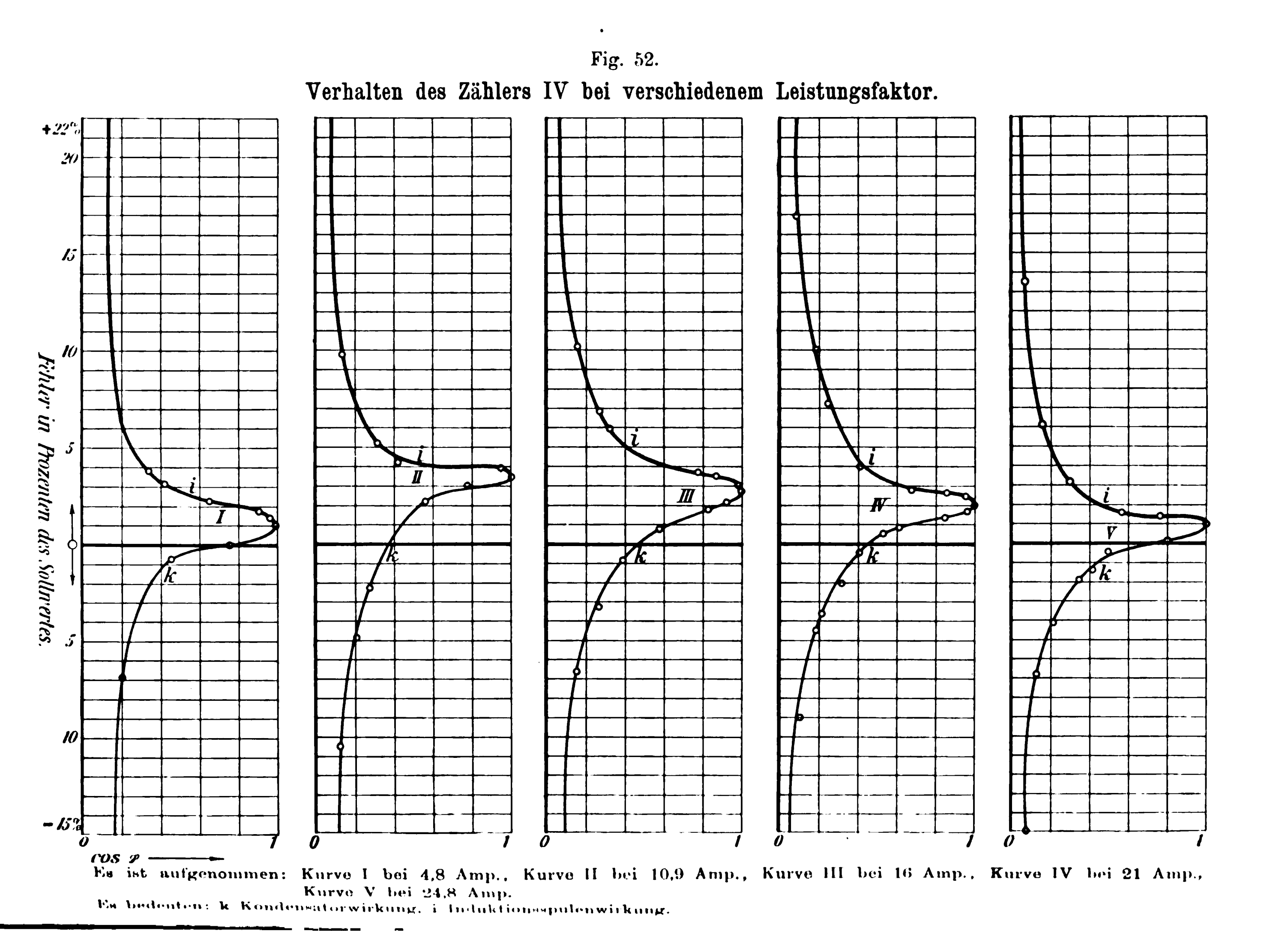


Es ist aufgenommen: Kurve I bei 3,8 Amp., Kurve II bei 7,9 Amp., Kurve III bei 11,1 Amp., Kurve IV bei 12,9 Amp., Kurve V bei 17 Amp., Kurve VI bei 21 Amp.

Es bedeuten: k Kondensatorwirkung, i Induktionsspulenwirkung.

Fig. 52.

Verhalten des Zählers IV bei verschiedenem Leistungsfaktor.



Es ist aufgenommen: Kurve I bei 4,8 Amp., Kurve II bei 10,9 Amp., Kurve III bei 16 Amp., Kurve IV bei 21 Amp., Kurve V bei 24,8 Amp.

Es bedeuten: k Kondensatorwirkung, i Induktionsspulenwirkung.

	$^1/_5$	$^2/_5$	$^3/_5$	$^4/_5$	$^5/_5$
	%	%	%	%	%
Zähler I	+ 1	+ 1	— 2	— 2	— 4
Zähler II	0	0	+ 3	+ 2	+ 1
Zähler III	— 3	+ 1	+ 4	+ 2	+ 1
Zähler IV	+ 3	+ 4	+ 4	+ 3	+ 1

Die Fehler für $\cos \varphi = 0{,}8$ betragen, bei einer Belastung in Teilen der maximalen von:

	$^1/_5$	$^2/_5$	$^3/_5$	$^4/_5$	$^5/_5$
	%	%	%	%	%
Zähler I	+ 2	+ 3	+ 1	0	— 1
Zähler II	— 1	0	+ 2	+ 2	+ 2
Zähler III	— 1	+ 2	+ 3	+ 3	0
Zähler IV	+ 2	+ 4	+ 3	+ 3	+ 1

7. Untersuchung bei verschiedenem Strom und verschiedener Kurvenform.

Die seitherigen Messungen waren bei einer ungefähr sinusartigen Kurve ausgeführt (Fig. 27 bis 32); im folgenden werden die Meßresultate bei einer spitzen Kurve gegeben (Fig. 33).

Schaltung und Ausführung der Messung sind die gleichen wie für die Untersuchung bei verschiedener Periodenzahl (S. 320). Es wurde die Messung jedoch bei der Periodenzahl 45 entsprechend 1350 Umdrehungen des Ankers bei einem vierpoligen Feld der Maschine ausgeführt, da der direkt gekuppelte Motor nur für 1110 Umdrehungen gebaut und eine höhere Drehzahl als 1350 unzulässig erschien.

Die Ergebnisse in Kurvenform sind in Fig. 53 bis 56 gegeben.

Wird von der Belastung unter $^1|_{20}$ abgesehen, so treten folgende maximale und minimale Fehler auf:

	Maximal	Minimal
	%	%
Zähler I	— 26	— 14
Zähler II	— 23	— 6
Zähler III . . .	— 31	— 12
Zähler IV . . .	— 25	— 7

Fig. 53.

Verhalten des Zählers I bei spitzer Kurvenform.

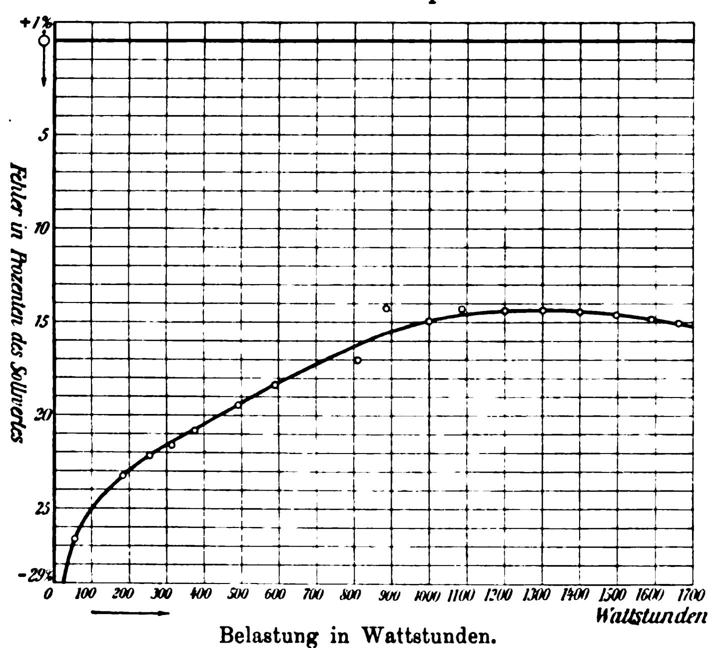


Fig. 54.

Verhalten des Zählers II bei spitzer Kurvenform.

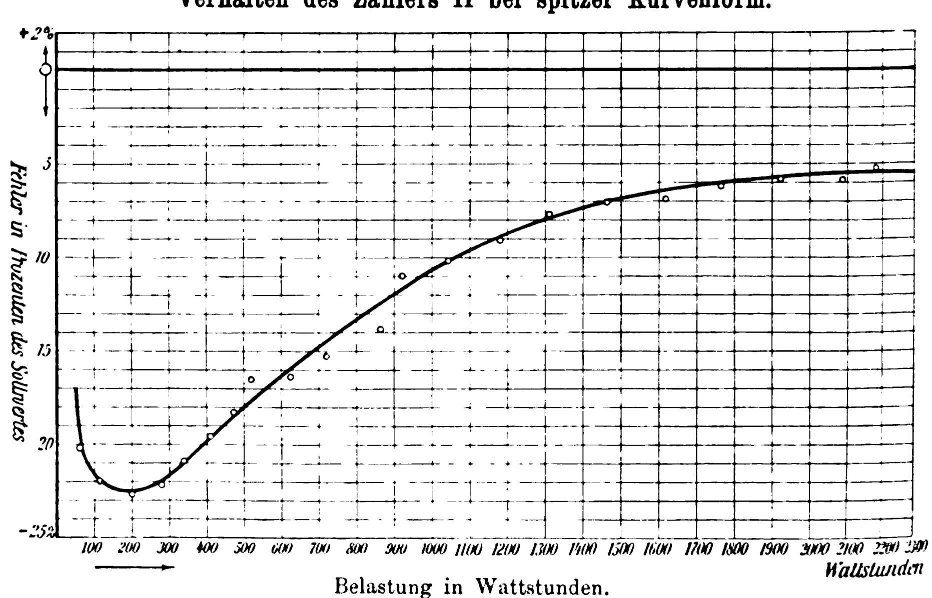


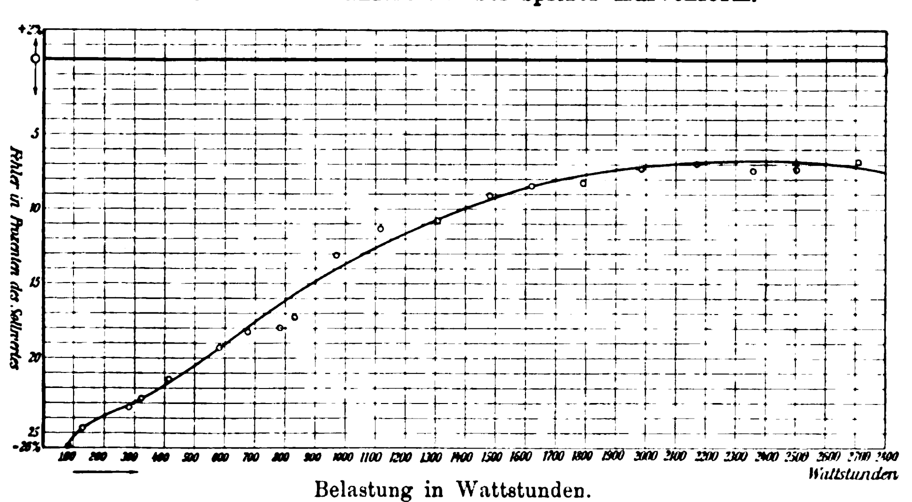
Fig. 55.

Verhalten des Zählers III bei spitzer Kurvenform.

Belastung in Wattstunden.

Fig. 56.

Verhalten des Zählers IV bei spitzer Kurvenform.



Belastung in Wattstunden.

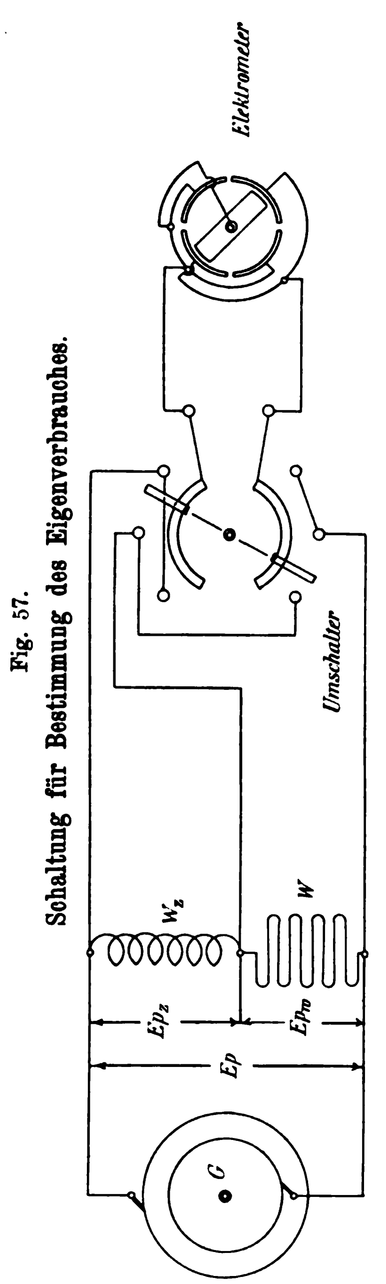


Fig. 57.
Schaltung für Bestimmung des Eigenverbrauches.

Jedoch ist zu bemerken, daß die vorliegende spitze Kurve in der Praxis heute nirgends vorkommt, vielmehr ist die Sinuskurve als die geeignetste erkannt und stets erstrebt.

Für die experimentelle Untersuchung und Theorie der Zähler ist die spitze Kurve als Quelle großer Abweichung von der Sinuskurve sehr schätzbar.

8. Untersuchung des Eigenverbrauches.

Der Eigenverbrauch setzt sich zusammen aus einem nur zeitweise wirkenden in der Stromspule und einem dauernden im Spannungskreis.

Der erstere besteht lediglich aus Ohmschem Verlust, er ist also gleich Widerstand $\times$ Strom im Quadrat. Der Eigenverbrauch des Spannungskreises ist gleich dem Produkt aus Spannung, Strom und Leistungsfaktor des Spannungskreises. Dieser Strom und Leistungsfaktor wurde mit Hilfe der Dreivoltmetermethode bestimmt (Fig. 57). Vor den Spannungskreis W_z ist ein bifilarer Widerstand W geschaltet; die Spannungen an den Enden sind bezüglich Ep_z und Ep_w, die Gesamtspannung, die von dem Generator G geliefert wird, ist Ep. Diese Spannungen werden über einen Umschalter an dem Elektrometer abgelesen, welches in Doppelschaltung mit Hilfe eines Voltmeters geeicht war. Die drei Spannungen in Volt wurden zu einem Diagramm vereinigt (Fig. 58 und 59), aus welchem sich der Strom der Spannungsphase i und der Phasenwinkel φ zwischen Ep und i bestimmen ließen.

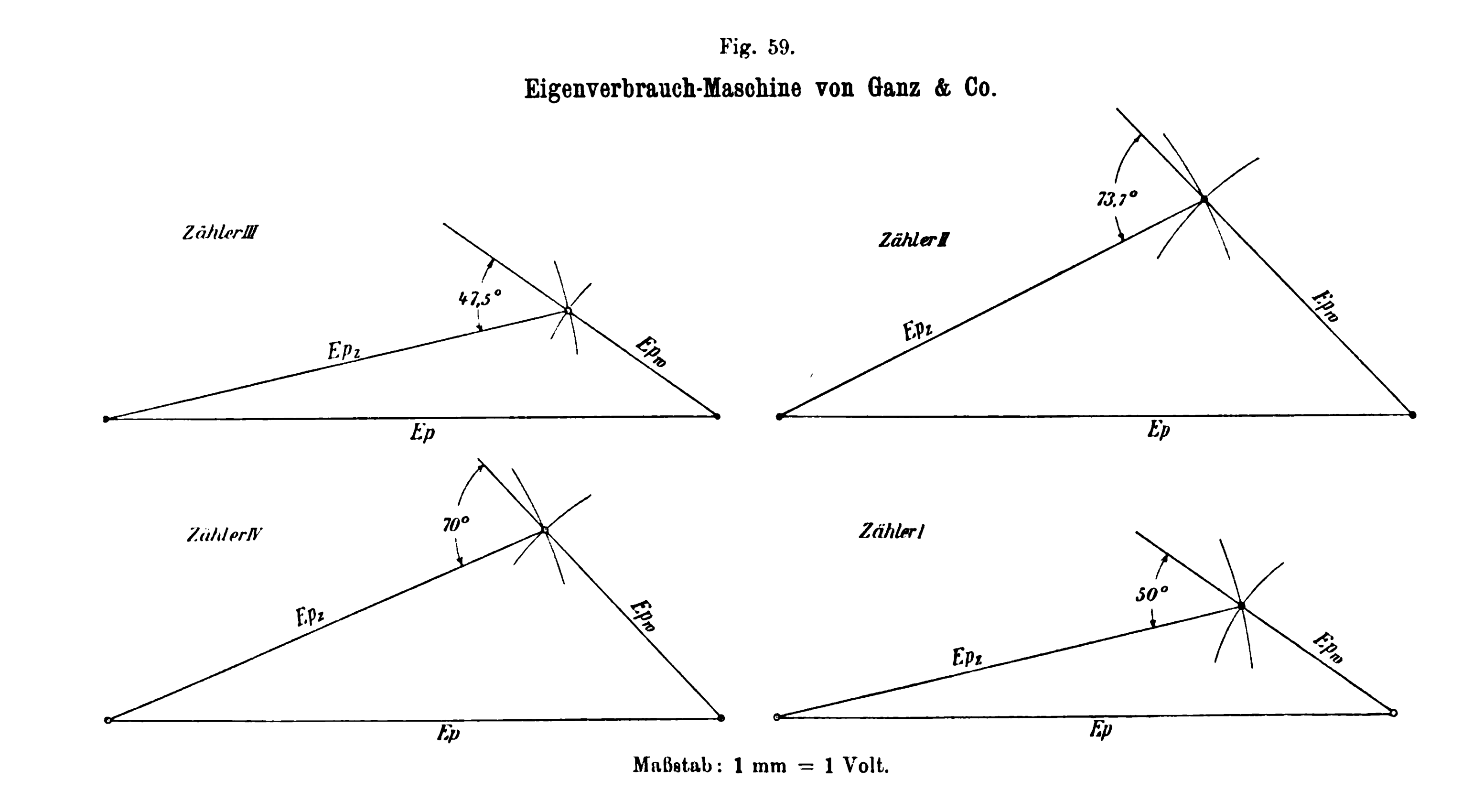
Fig. 58.

Eigenverbrauch-Maschine der Union-Elektrizitäts-Gesellschaft.

Maßstab: 1 mm = 1 Volt.

Fig. 59.

Eigenverbrauch-Maschine von Ganz & Co.



Maßstab: 1 mm = 1 Volt.

i ergibt sich aus $E p_w$ durch W, φ ist als Winkel zwischen $E p_z$ und $E p_w$ direkt aus dem Diagramm abzugreifen. Der Eigenverbrauch im Spannungskreis P_{Ep} ist demnach

$$P_{Ep} = Ep \,.\, i \,.\, \cos \varphi \text{ Watt.}$$

An dem Spannungskreis liegen, dem praktischen Betrieb entsprechend, möglichst genau eine Spannung von 110 Volt.

Eigenverbrauch der Stromspule.

Die Widerstände der Stromspulen W wurden mittels der Thomsonbrücke[1]) der Eichstation gemessen.

Die maximal zulässigen Ströme sind bei den einzelnen Zählern verschieden; es wird deshalb der Ohmsche Verlust P_J bei dem maximal zulässigen Strom der einzelnen Apparate gegeben, dieser sei J_{max}. Es ergibt sich

$$P_J = J_{max}^2 \,.\, W \text{ Watt.}$$

Es wurde ferner der maximale Spannungsabfall bestimmt gleich $J_{max} \,.\, W$ Volt.

Die Anzahl der Ohm des Widerstandes der Stromspule in Volt gibt zugleich den Spannungsabfall durch die Stromspule für ein Ampere. Es war für Zähler:

	I	II	III	IV
der Widerstand der Stromspule in Ohm	0,0119	0,0056	0,009	0,0039
der maximale Strom (Amp.)	15	20	20	25
der Verlust P_J (Watt)	2,68	2,68	3,6	2,44
der maximale Abfall (Volt)	0,178	0,112	0,18	0,097

Der Energieverlust bei maximaler Strombelastung schwankt also zwischen 2,44 und 3,6 Watt.

Der Spannungsabfall durch die Stromspule beträgt bei maximalem Strom 0,097 bis 0,18 Volt.

Der Spannungsabfall durch die Stromspule pro Ampere schwankt zwischen 0,0039 und 0,0119.

Eigenverbrauch der Spannungsspule bei sinusartiger Kurve.

Zunächst wurde das Elektrometer geeicht und zwar bei Wechselstrom der Maschine der Union E.-G. (Fig. 27 bis 32) unter Zugrunde-

[1]) Wedding, Anleitung zu den Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium. Berlin. II, S. 42 ff.



legung der geeichten Werte des Voltmeters von Siemens & Halske. Voltmeter und Elektrometer lagen dabei parallel an den Klemmen der Wechselstrommaschine. Sodann wurden die Einzelspannungen E_p, E_{p_z}, E_{p_w} an dem Elektrometer in Doppelschaltung gemessen. Es wurden die Diagramme Fig. 58 gezeichnet, und nach S. 348 der Strom der Spannungsspule bei 110 Volt gleich i, der Leistungsfaktor des Spannungskreises $\cos\varphi$ und der Wattverbrauch des Spannungskreises P_{E_p} bestimmt. W war der vorgeschaltete bifilare Widerstand, aus ihm berechnete sich nach S. 351 der Strom i aus $i_0 = E_{p_w}/W$. Dieser Strom i_0 ist jedoch im Verhältnis $110/E_{p_z}$ zu reduzieren, um den Strom i bei 110 Volt Spannung am Spannungskreis des Zählers zu erhalten; auf S. 351 war für die Berechnung von i an dem Zählerspannungskreis eine Spannung von 110 Volt vorausgesetzt. Es war für Zähler:

	I	II	III	IV	
Gesamtspannung E_p . .	145	145	145	145	Volt
Spannung E_{p_z}	110	111	111	110,5	Volt
Spannung E_{p_w}	46,5	66,3	44	61	Volt
Bif. Widerstand W . . .	1080	1080	2080	1060	Ohm
Leistungsfaktor $\cos\varphi$ . .	0,656	0,278	0,695	0,38	
Strom $i = \frac{E_{p_w}}{W} \cdot \frac{110}{E_{p_z}}$.	0,043	0,07925	0,02112	0,0573	Amp.
Eigenverbrauch P_{E_p} . .	3,108	2,42	1,6	2,4	Watt

Eigenverbrauch der Spannungsspule bei spitzer Kurve.

Der Gang ist genau wie bei der vorigen Untersuchung; den Wechselstrom liefert die Maschine von Ganz. Die Diagramme sind in Fig. 59 verzeichnet. Es ergibt sich analog wie vorher für die Zähler:

	I	II	III	IV	
Gesamtspannung E_p . .	142,5	146,5	141,7	142	Volt
Spannung E_{p_z}	110,5	110,5	110	110,1	Volt
Spannung E_{p_w}	43	69,5	40,5	59,5	Volt
Bif. Widerstand	1180	1060	2190	1260	Ohm
Winkel φ	50	73,7	47,5	70	
Leistungsfaktor $\cos\varphi$ . .	0,643	0,281	0,676	0,342	
Strom $i = \frac{E_{p_w}}{W} \cdot \frac{110}{E_{p_z}}$.	0,0364	0,0655	0,01848	0,0471	Amp.
Eigenverbrauch P_{E_p} . .	2,54	2,02	1,425	1,775	Watt

Es schwankt also der Eigenverbrauch in der Spannungsspule des Zählers bei den verschiedenen Apparaten unter Zugrundelegung des ungefähr sinusartigen Stromes der Union-Maschine zwischen 1,6 und 3,108 Watt.

Bei Verwendung einer spitzen Kurve ist die Beobachtung, daß der Eigenverbrauch aller vier Apparate zurückgeht, sehr bemerkenswert. Bei der spitzen Kurve der Ganz-Maschine schwankt der Eigenverbrauch im Nebenschluß der Zähler zwischen 1,425 und 2,54 Watt.

Der Eigenverbrauch der Spannungsspulen hängt also von der Kurvenform stark ab.

9. Untersuchung des Leerlaufes.

Bis zu einer Ueberspannung von 30 % über die Normalspannung (110 Volt) lief keiner der untersuchten Zähler leer, bei einer Ueberspannung von 40 % setzte sich der Zähler II in Bewegung. Für die in der Praxis etwa auftretenden Spannungserhöhungen tritt also, wie ersichtlich, kein Leerlaufen der Zähler ein.

10. Untersuchung des Anlaufes.

Bei dieser Untersuchung ist die Schaltung dieselbe wie bei der Untersuchung bei verschiedener Periodenzahl S. 320, nur ist in den Stromkreis noch ein Amperemeter von Hartmann & Braun mit einem Meßbereich bis 0,3 Amp. eingeschaltet. Es wurden verschiedene Stromstärken hergestellt und untersucht, ob der Zähler läuft oder steht. Es wurde beobachtet, daß bei einer Stromstärke von:

	0,213	0,175	0,146	0,072	0,04	0,03 Amp.
Zähler I . . .	läuft	läuft	läuft	läuft	läuft	steht
Zähler II . . .	läuft	läuft	läuft	steht	steht	steht
Zähler III . . .	läuft	steht	steht	steht	steht	steht
Zähler IV . . .	läuft	läuft	läuft	läuft	läuft	steht

Aus der Tabelle ergibt sich, der Anlauf erfolgt zwischen 0,1 und 1 % der maximalen Belastung.

11. Zulässige Felder.

Nach der vorstehenden Untersuchung der Zähler ist es von Interesse, die gesetzlich zulässigen Fehler kennen zu lernen [1]).

[1]) E.T.Z. 1901, S. 435 mit der Berichtigung von S. 471.



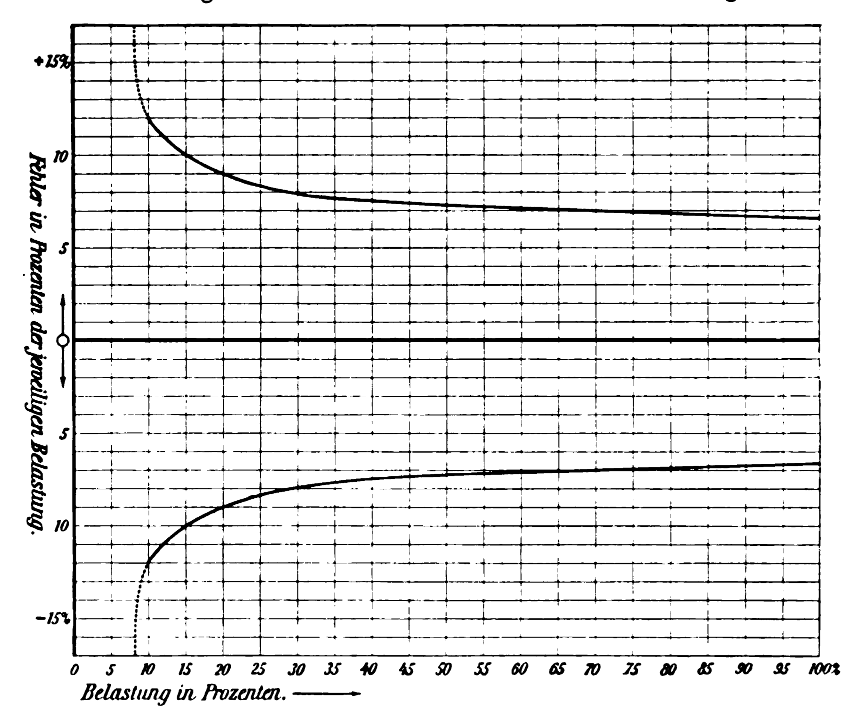
Für induktionsfreie Belastung beträgt der zulässige Fehler nach oben und nach unten von der Höchstbelastung bis $^1/_{10}$ der Höchstbelastung:

$^6/_{1000}$ des Höchstverbrauches + $^6/_{100}$ des jeweiligen Verbrauches.

Bei $^1/_{25}$ des Höchstverbrauches sind 2 % dieses Höchstverbrauches als Fehler zugelassen.

Fig. 60.

Zulässige Fehlerkurven bei verschiedener Belastung.



Für induktive Belastung tritt ein zusätzlicher Fehler von 2 . tg φ ein, wenn φ dem Winkel des Leistungsfaktors entspricht.

Es ergeben sich die zulässigen Fehler bei induktiver Belastung dadurch, daß zu dem der Belastung entsprechenden Fehler in Prozent noch 2 . tg φ addiert wird.

Die zulässigen Fehler mögen ferner in Gestalt von gesetzlichen Betriebskurven festgelegt werden. Es stellt Fig. 60 für induktionsfreie Belastung die positiven und negativen Fehler in Prozent als Funktion der Belastung in Prozent dar, also die gesetzliche Betriebskurve bei verschiedener Belastung.

Fig. 61 stellt die positiven und negativen Fehler bei induktiver

Fig. 61.

Zulässige Fehlerkurven bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Kurve I gilt für 1/5, Kurve II für 3/5, Kurve III für 5/5 der maximal. Strombelastung.

Belastung als Funktion des Leistungsfaktors dar, und zwar für $^1/_5$, $^3/_5$ und $^5/_5$ des maximalen Stromes; die gesetzlichen Betriebskurven bei verschiedenem Leistungsfaktor. Bei kleinen Werten war nur ein zulässiger Fehler bei 4 % der Maximalbelastung gegeben, infolgedessen wurde der Uebergang der Kurve gestrichelt.

III. Erklärung der Kurven an Hand der Theorie.

Die Resultate der Messungen, die in den Betriebskurven niedergelegt sind, lassen sich durch die Theorie erklären.

Für vorliegende Untersuchung kann mit den Konstanten k_1 bis k_8 die Endformel der Theorie (S. 304) für positives φ, γ, β geschrieben werden

$$u = \frac{k_1 . \nu . fEp . fJ . \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) - k_2 + k_3 . \nu . fEp^2 \pm k_4 . \nu . fJ^2}{- k_8 . fEp . fJ . \sin(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) + k_5 . fEp^2 + k_6 . fJ^2 + k_7}.$$

Es ist in der Praxis für normales J die Drehzahl u von der Größenordnung eins. $k_1 . \nu . fEp . fJ . \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma)$ ist dann von der Größenordnung des Nenners, in dem k_7 den größten Wert hat. Es ist k_1 proportional $\cos\beta$, k_8 proportional $\sin\beta$; β ist ein kleiner Winkel; deshalb ist $\cos\beta$ viel größer als $\sin\beta$. Außerdem ist das erste Glied im Zähler ν-mal größer als das erste Glied im Nenner. Das erste Glied im Zähler des Bruches ist aber von der Größenordnung von k_7, es folgt: das erste Glied im Nenner ist bei den vorliegenden vier Konstruktionen bei induktionsfreier Belastung stets und bei induktiver Belastung in allen Fällen, in denen $\sin\beta$ Null ist, zu vernachlässigen.

Demnach kann geschrieben werden

$$u = \frac{k_1 . \nu . fEp . fJ . \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) - k_2 + k_3 . \nu . fEp^2 \pm k_4 . \nu . fJ^2}{k_5 . fEp^2 + k_6 . fJ^2 + k_7}.$$

In diesem Ausdruck für u können die Variablen fEp und fJ unter gewissen Verhältnissen bezüglich ihres Verhaltens bei Aenderung von Ep und J untersucht werden.

1. Experimentelle Untersuchung der variablen Größen der Theorie.

a) Kritik der Methode.

Befindet sich eine Spule in einem Wechselfelde, so werden in ihr E.M.Ke. induziert, bestimmt durch

$$e_t = -\frac{dN}{dt}.$$

e_t ist der momentane Wert dieser E.M.K., $-\frac{dN}{dt}$ ist die Aenderungsgeschwindigkeit des Kraftflusses N, der von der Spule umschlossen wird.

Liegt an den Klemmen der Spule ein Dynamometer vom Widerstand W, so geht ein Strom i_t durch das Dynamometer, und es ist

$$i_t = \frac{e_t}{W}.$$

Das Dynamometer mißt bekanntlich $M(i_t^2)$.

Nun ist $e_t \cdot dt = -dN$.

Der einfache Mittelwert ergibt sich mit

$$\frac{2}{T} \cdot \int_0^{\frac{T}{2}} e_t \cdot dt = M(e_t) = -\frac{2}{T} \cdot \int_{+N_{max}}^{-N_{max}} dN = \frac{2}{T} \cdot 2 \cdot N_{max} = 4 \cdot \nu \cdot N_{max}.$$

T ist die Schwingungsdauer des Wechselstromes.

Mit $N_{max} = B_{max} \cdot s$ (s ist der wirksame Querschnitt und B die Zahl der Kraftlinien pro cm^2) folgt

$$M(e_t) = 4 \cdot \nu \cdot s \cdot B_{max}.$$

Wird der Formfaktor der Spannungskurve

$$c = \frac{M(e_t)}{\sqrt{M(e_t^2)}}$$

und der Scheitelfaktor der Feldkurve

$$k = \frac{\sqrt{M(B_t^2)}}{B_{max}}$$

eingeführt, so ergibt sich

$$\sqrt{M(e_t^2)} = 4 \cdot \nu \cdot s \cdot \sqrt{M(B_t^2)} \cdot \frac{1}{c \cdot k}$$

und

$$\sqrt{M(i_t^2)} = 4 \cdot \nu \cdot s \cdot \frac{1}{W} \sqrt{M(B_t^2)} \cdot \frac{1}{c \cdot k}.$$

$\sqrt{M(i_t^2)}$ kann an dem Dynamometer abgelesen werden, ν ist bekannt; ist $c \cdot k$ konstant, so ergibt bei irgend einer Aenderung von $\sqrt{M(B_t^2)}$ der Ausschlag am Dynamometer unter Berücksichtigung von ν die relative Größe von $\sqrt{M(B_t^2)}$.

Die Größen, die $\sqrt{M(B_t^2)}$ erzeugen, lassen sich auf eine andere

Weise bestimmen, und über die Brücke des Dynamometers führt ein bequemer Weg von den $\sqrt{M(B_t^2)}$ erzeugenden Größen zu $\sqrt{M(B_t^2)}$.

Solche Spulen als Prüfspulen wurden nun in das Feld der Spannungs- und Stromphase der Zähler gebracht, und die Ausschläge am Dynamometer mit Spannung und Strom in Beziehung gesetzt und zwar bei Aenderung des Stromes, der Spannung und der Periodenzahl.

Das benutzte Instrument war ein Schwachstromdynamometer von Siemens & Halske [1]) mit Spiegelablesung.

Bei einem Dynamometer gilt bekanntlich

$$\sqrt{M(i_t^2)} = c \,.\, \sqrt{n},$$

wenn c eine Konstante und n die Winkelgrade bedeuten.

Sollen an Stelle der letzteren die Skalenteile treten, so ist zu untersuchen, ob das Instrument dann noch eine Konstante besitzt. Es wurde eine Rektifikation der Skala vorgenommen, indem die Konstante des Instrumentes für verschiedene Ausschläge bestimmt wurde; es ergaben sich für dieselbe nur Abweichungen, welche Bruchteile von Prozenten ausmachten und deshalb vernachlässigt wurden. c ist ungefähr $^1/_{10000}$, einem Ausschlag von $n = 100$ entspricht ein Strom von 0,001 Amp.

Noch ein anderer Punkt ist zu untersuchen, nämlich der Einfluß der veränderlichen Periodenzahl auf die Angaben des Dynamometers. Die bei dieser Untersuchung auftretenden Fehler betrugen ebenfalls nur Bruchteile von Prozenten und waren zu vernachlässigen.

Die Anordnung der Prüfspulen und die Schaltung des Dynamometers ist in Fig. 62 gegeben; der Wechselstrom wurde während der Untersuchung von der Maschine der Union E.-G. geliefert. Die Prüfspulen n n wurden bei der Untersuchung der Spannungsfelder, die Prüfspulen h h bei der Untersuchung der Stromfelder benutzt. An den Klemmen der Prüfspulen lag das Dynamometer.

Dadurch, daß die Kraftflüsse im Betrieb der Zähler, von Spannungs- und Stromspulen erzeugt, einen kleinen Teil ihres magnetischen Weges gemeinsam, jedoch in der Phase verschoben verlaufen, kann sich die Kraftlinienzahl in diesem kleinen Teil etwas ändern, und damit auch die Einzelkraftflüsse wegen der veränderlichen Permeabilität an dieser Stelle, wodurch das Endresultat aber nur in sehr geringem Maße beeinflußt werden kann.

Die folgende Untersuchung ist für voneinander unabhängige Kraftflüsse ausgeführt.

---

[1]) Pogg. Ann. Bd. 143, S. 643.

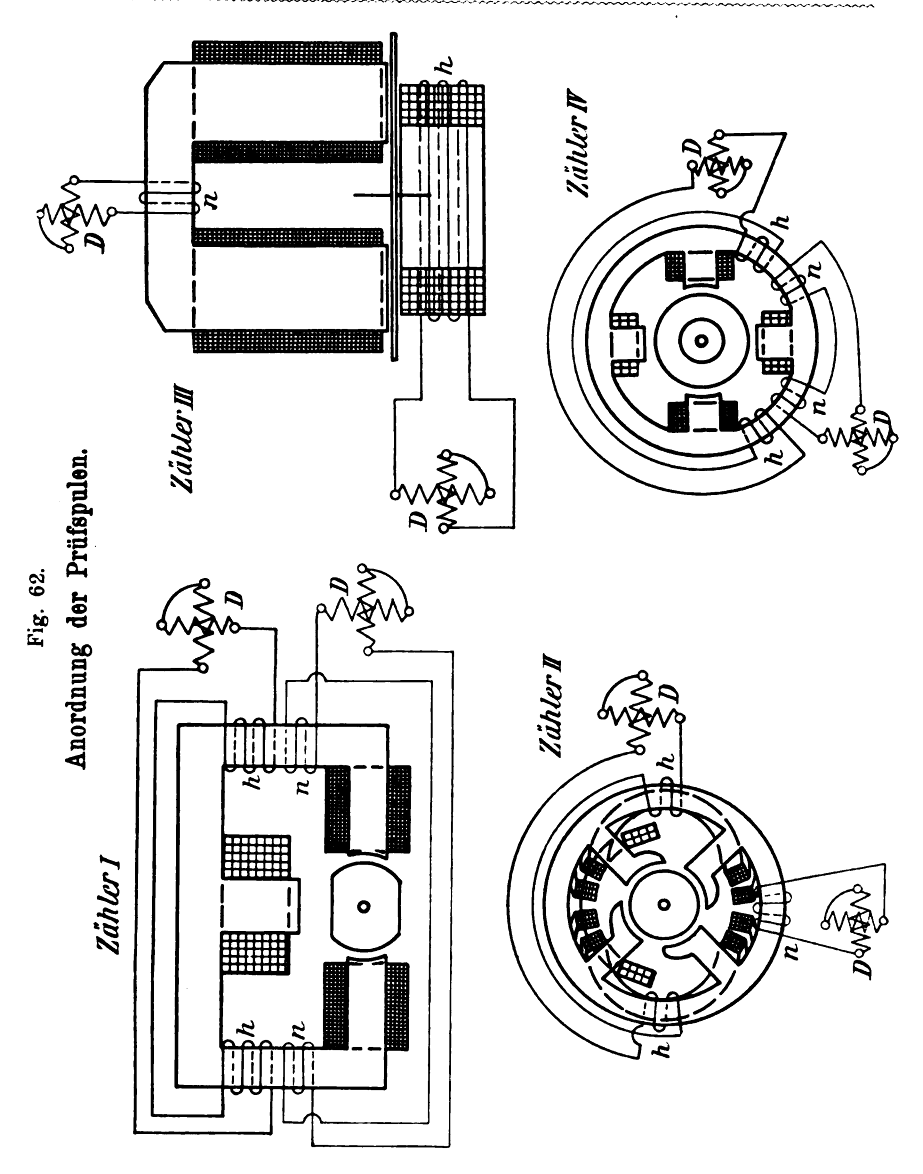


Fig. 62.
Anordnung der Prüfspulen.

b) Messung der Stromfelder bei variablem Strom.

Durch die Zählerstromspule fließt ein bestimmter Strom $\sqrt{M(J_t^2)}$, der ein bestimmtes Wechselfeld $\sqrt{M(B_t^2)}$ erzeugt. Es ist nach S. 299 hier $\sqrt{M(J_t^2)} = J$ und $\sqrt{M(B_t^2)}$ ist B_y und entspricht nach S. 300 fJ. Dasselbe B_y durchsetzt die Prüfspule und erzeugt den Strom $\sqrt{M(i_t^2)} = i$ in derselben.

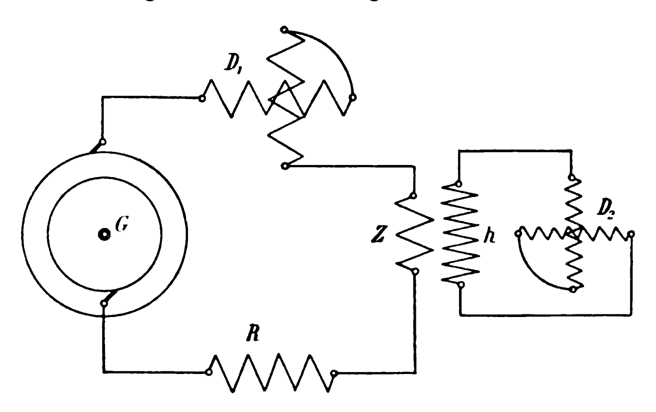
i oder $\sqrt{n}$ ist, da c . k (siehe S. 357), wie Fig. 27 bis 32 zeigen, als konstant angesehen werden kann, direkt proportional By bezüglich fJ.

Es entsteht also eine direkte Beziehung zwischen dem Strom J in der Zählerstromspule und dem Feld By oder fJ, das maßgeblich für die Drehzahl des Ankers ist.

Die Schaltung zur Untersuchung ist in Fig. 63 gegeben, G ist der Generator der Union E.-G., D_1 ist ein Starkstromdynamometer von Siemens & Halske mit zwei Meßbereichen 18 und 42 Amp. D_2 ist das Schwachstromdynamometer von Siemens & Halske (S. 358). Z ist die Zählerstromspule, h die Prüfspule, R ist ein Belastungswiderstand.

Fig. 63.

Schaltung zur Untersuchung der Wechselfelder.



Das Starkstromdynamometer wurde mit Gleichstrom geeicht, und es ließ sich bei Anwendung von Wechselstrom durch Vergleich mit Hitzdrahtamperemetern keine Abweichung der Angaben von denen bei Anwendung von Gleichstrom erhaltenen nachweisen.

Für kleine Stromstärken wurden zwei Hitzdrahtamperemeter von Hartmann & Braun mit Meßbereichen von 5 und 10 Amp. benutzt. Die Amperemeter wurden vor und nach der Messung geeicht.

Die Messungen wurden ausgeführt, indem der Strom J, am Starkstromdynamometer oder Amperemeter gemessen, variiert wurde, und gleichzeitig am Schwachstromdynamometer der Ausschlag n oder am Amperemeter die Stromstärke J abgelesen wurde.

Es wurde der Quotient $\frac{\sqrt{n}}{J}$ gebildet, welcher die Proportional-

zahl des Feldes B_y mit dem Strom J darstellt und als Funktion von J gezeichnet ist.

Hieraus wurden die prozentualen Aenderungen von $\frac{\sqrt{n}}{J}$ mit steigendem Strom J bestimmt und in Fig. 64 als Funktion von J

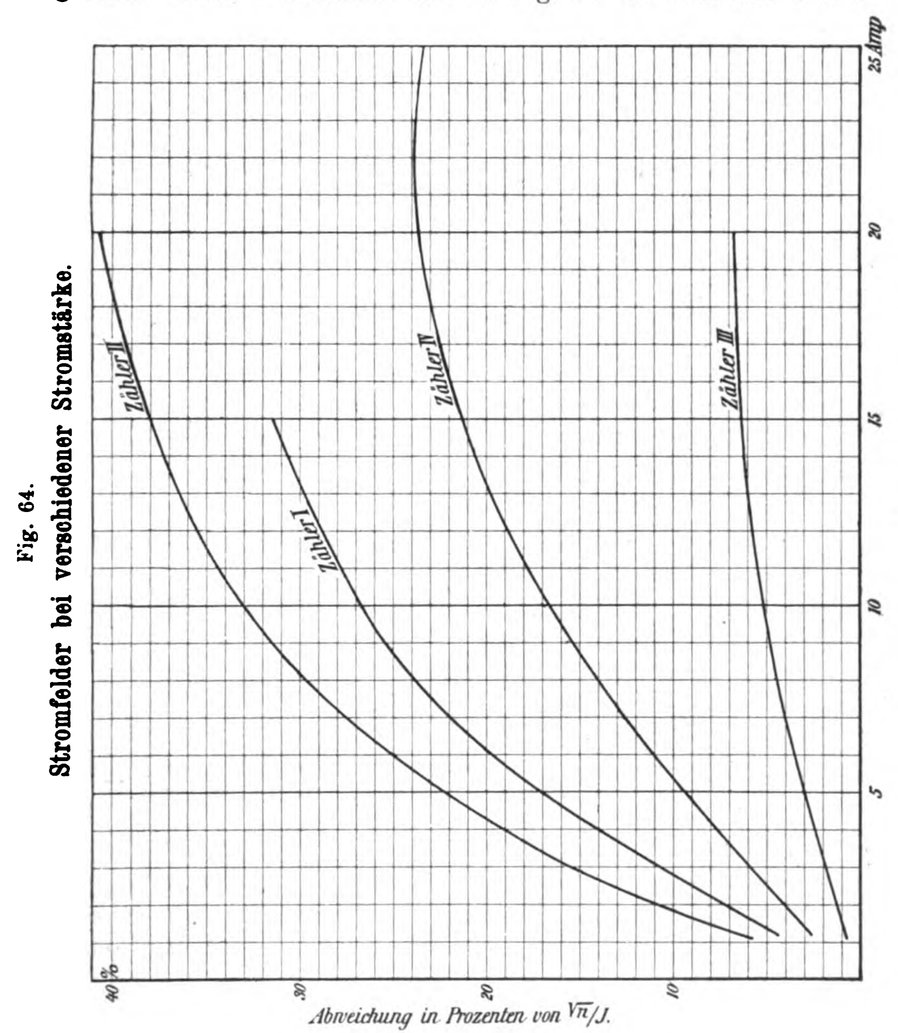


Fig. 64.
Stromfelder bei verschiedener Stromstärke.

aufgetragen. Die Kurven dieser Fig. 64 stellen also die Aenderung der Proportionalzahl des Feldes B_y mit dem erzeugenden Strom J in Prozenten dar, oder um wieviel Prozent das Feld B_y sich, von einem bestimmten J erzeugt, gegenüber einem bei einem anderen Strome J

erzeugten und im Verhältnis der Ströme reduzierten Feld By unterscheidet.

Das Resultat der Untersuchung ist:

Das Feld der Stromspule ist nicht dem erzeugenden Strom proportional infolge der veränderlichen Permeabilität des Eisens, welches einen Teil des magnetischen Kreises bildet.

Nach dem Grad der Sättigung ergibt sich anfangs ein stärker als proportionales Ansteigen mit dem Strom, welches mit zunehmender Sättigung allmählich abnimmt, und bei starker Sättigung schließlich eine weniger als proportionale Zunahme des Feldes mit dem Strom.

Zähler I, II, III besitzen ungesättigtes Eisen in der Stromspule, das Feld steigt durchweg stärker als der erzeugende Strom. Zähler III ergibt die geringsten Abweichungen von der Proportionalzahl, da nur wenig Eisen im magnetischen Kreis der Stromspule vorhanden ist; die Stromspule selbst hat gar kein Eisen, jedoch schließt sich der Kraftfluß der Stromspule zum Teil durch das Eisen der Spannungsphase (Fig. 21).

Zähler IV ergibt zunächst eine stärkere Zunahme des Feldes als die des Stromes; gegen das Ende der zulässigen Belastung tritt infolge der Sättigung eine schwächere Zunahme des Feldes als des Stromes ein.

c) Messung der Spannungsfelder bei variabler Spannung.

An den Klemmen der Zählerspannungsspule liegt eine gewisse Spannung $\sqrt{M(Ep_t^2)} = Ep$, der ein bestimmtes Wechselfeld $\sqrt{M(B_t^2)} = Bx = fEp$ (S. 300 und 357) entspricht. Dieses Bx durchsetzt die Prüfspule und ruft in dieser einen Strom $\sqrt{M(i_t^2)} = i$, gemessen durch $\sqrt{n}$, hervor.

i ist, da c . k und ν konstant sind, direkt Bx proportional; es besteht also eine Beziehung zwischen Ep, der Spannung, und fEp oder Bx, dem Feld.

Die Schaltung zur Untersuchung ist in Fig. 65 gegeben.

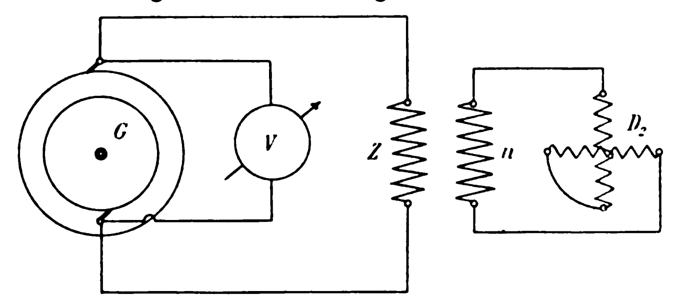
G ist der Generator der Union E.-G., V ist das Voltmeter von Siemens & Halske, Z ist die Zählerspannungsspule, n ist die Prüfspule und D_2 ist das Schwachstromdynamometer von Siemens & Halske.

Die Periodenzahl wurde konstant auf 50 gehalten und die Spannung variiert.

Es wurde dann die Proportionalzahl Wechselfeld durch Spannung $\frac{Bx}{Ep}$ proportional $\frac{\sqrt{n}}{Ep}$ gebildet, diese für die Normalspannung 110 Volt gleich eins gesetzt und die prozentuale Aenderung von $\frac{\sqrt{n}}{Ep}$

Fig. 65.

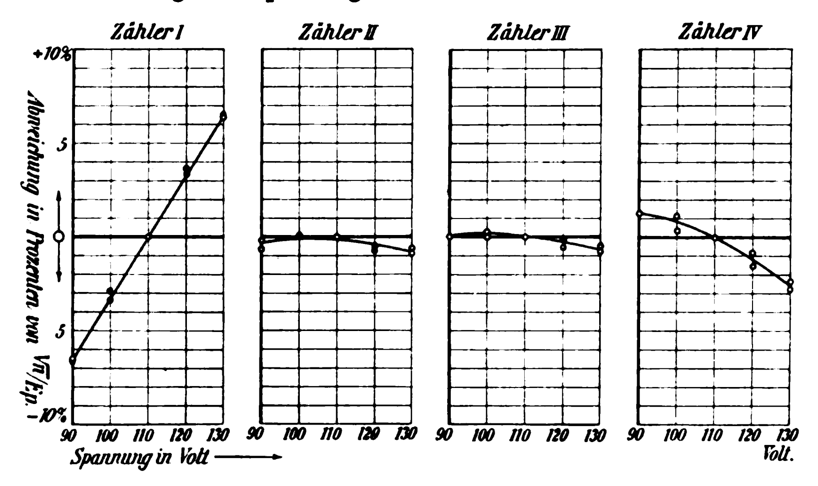
Schaltung zur Untersuchung der Wechselfelder.



bei Variation der Spannung gebildet, was die prozentuale Aenderung des Spannungsfeldes mit der reduzierten Spannung ergibt.

Fig. 66.

Untersuchung der Spannungsfelder bei verschiedener Spannung.



Die Messungen befinden sich in Kurvenform in Fig. 66; die prozentuale Aenderung von $\frac{\sqrt{n}}{Ep}$ oder die prozentuale Aenderung des Spannungsfeldes mit der Spannung ist als Funktion der Spannung dargestellt.

Das Resultat, bedingt durch das magnetische und elektrische Verhalten der Spannungskreise, ist:

Bei Zähler I steigt das Spannungsfeld stärker als proportional der Spannung, und zwar von 90 auf 110 Volt um $6^1/_2$ %, von 110 auf 130 Volt um $6^1/_2$ % und von 90 auf 130 Volt um 13 %.

Bei Zähler II und III wachsen Spannungsfeld und Spannung fast gleichmäßig.

Bei Zähler IV findet eine weniger als proportionale Zunahme des Spannungsfeldes mit der Spannung statt. Die prozentuale Aenderung ist, wenn die Spannung von 90 auf 110 Volt steigt, $1^1/_2$ %, von 110 bis 130 Volt findet eine prozentuale Abnahme des Feldes um $2^1/_2$ % statt und von 90 bis 130 Volt eine solche von 4 %.

d) Messung der Spannungsfelder bei variabler Periodenzahl.

Die Schaltung ist identisch mit derjenigen der vorigen Untersuchung. Die Faktoren c und k sind konstant, ν variabel. Nach S. 357 ist demnach $\sqrt{n}$ durch ν zu dividieren, um die Ströme i, bezüglich die Felder Bx bei variabler Periodenzahl miteinander vergleichen zu können. $\frac{\sqrt{n}}{\nu}$ wird für $\nu = 50$ gleich eins gesetzt, und die Abweichungen der Felder Bx werden bei verschiedener Periodenzahl in Prozenten bestimmt.

Sehr wichtig ist ferner, daß $Bx \cdot \nu$ proportional $\sqrt{n}$ ist. Der Wert von $\sqrt{n}$ wird bei $\nu = 50$ gleich eins gesetzt, die Proportionalzahlen bei Variation der Periodenzahl werden gebildet, und die Abweichungen in Prozenten berechnet.

Die Spannung war während der Messung konstant 110 Volt.

Die prozentuale Aenderung des Spannungsfeldes Bx proportional $\frac{\sqrt{n}}{\nu}$ ist in Fig. 67, die prozentuale Aenderung von $Bx \cdot \nu$ proportional $\sqrt{n}$ ist in Fig. 68 verzeichnet.

Als Resultat wird, hauptsächlich durch die Verhältnisse der Reaktanzen und Ohmschen Widerstände in den Spannungskreisen bedingt, erhalten:

Bei wachsender Periodenzahl nehmen die Spannungsfelder stark ab.

Steigt die Periodenzahl von 35 auf 50, so schwankt die Abnahme des Spannungsfeldes zwischen minimal 45 % und maximal 70 %; steigt die Periodenzahl von 50 auf 60, so schwankt die Abnahme des

Fig. 67.

Untersuchung der Spannungsfelder bei verschiedener Periodenzahl.

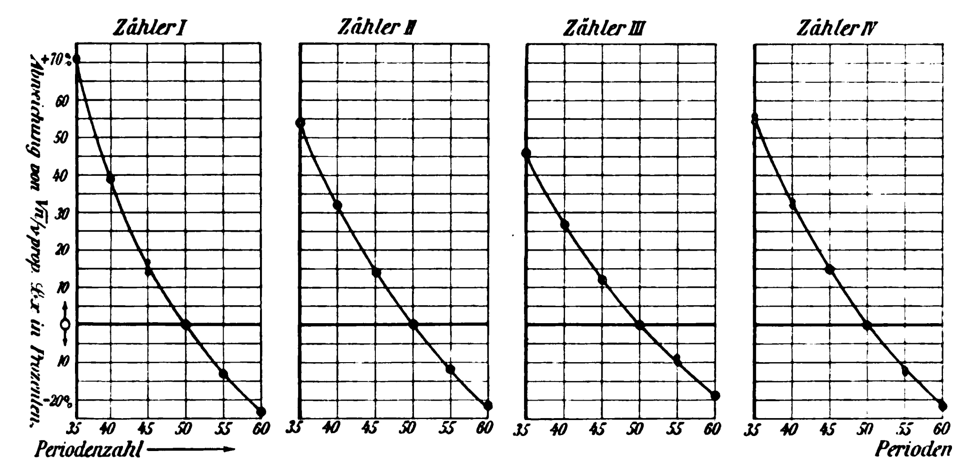
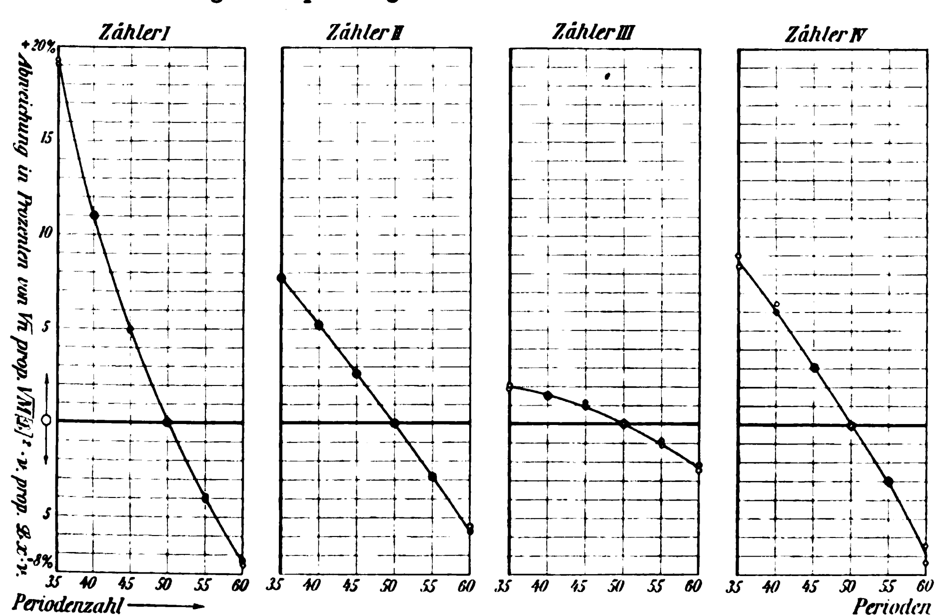


Fig. 68.

Untersuchung der Spannungsfelder bei verschiedener Periodenzahl.



Spannungsfeldes zwischen minimal 19 und maximal 24 %; steigt die Periodenzahl von 35 auf 60, so nimmt das Spannungsfeld um minimal 64 % und maximal 94 % ab.

Das Produkt $\nu . Bx = \nu . fEp$, welches die mit der Periodenzahl veränderlichen Größen im ersten Glied des Zählers des Bruches für die Drehzahl u enthält (S. 304 und 356), nimmt ebenfalls bei den untersuchten Instrumenten ab.

Die Abnahme schwankt bei den verschiedenen Konstruktionen zwischen minimal 2 % und maximal 19 %, wenn die Periodenzahl von 35 auf 50 steigt; zwischen minimal 2 % und maximal 7 ½ %, wenn die Periodenzahl von 50 auf 60 steigt; von minimal 4 % auf maximal 26 ½ %, wenn die Periodenzahl von 35 auf 60 steigt.

2. Erklärung der Betriebskurven und Verallgemeinerung der Ergebnisse.

Die Untersuchung der Wechselfelder im Verein mit der Theorie erklärt leicht die Betriebskurven.

Die Solldrehzahl des Zählerankers ist $k . Ep . J . \cos\varphi$. Stände im Zähler der Endformel S. 304 bezüglich 356 nur das erste Glied, und wäre fEp proportional Ep, fJ proportional J, $\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) = \cos\varphi$, wäre ferner der Nenner konstant, so hätte der Zähler eine wirkliche Konstante. Dies ist aber nicht der Fall.

Es kann nun aber im ersten Glied des Zählers des Bruches bei Veränderung irgend einer Größe die Abweichung der Proportionalzahl in Prozenten derselben dargestellt werden. Wenn z. B. nur J verändert wird, so ändert sich das erste Glied wie fJ. Die Abweichung von fJ in Prozenten der Proportionalzahl bei Variation von J ist experimentell gefunden (Fig. 64). Damit kann der Verlauf der Abweichungen des ersten Gliedes in Prozenten als eine Kurve dargestellt werden, die, wenn kein anderes Glied im Zähler des Bruches vorhanden und der Nenner konstant wäre, identisch mit der Betriebskurve des Wechselstromzählers sein müßte.

Ist aber zum Beispiel im Zähler des Bruches noch ein konstantes Glied, so hat dieses prozentual bei Variationen des ersten Gliedes einen ganz verschiedenen Einfluß auf die Drehzahl und damit auf die Abweichung der Ankerdrehzahl in Prozenten der Solldrehzahl.

Ist beispielsweise das konstante Glied im Zähler des Bruches für $fJ = 20$ mit 1 % bewertet, so ist für

	$fJ =$ 10	5	1	0,5
der Einfluß	2	4	20	40 %.

Ist der Nenner nicht konstant, so ist die Abweichung des reziproken Wertes von der Konstanten in Prozenten für die zu berechnende Betriebskurve maßgeblich.

Zähler I.

1. Betriebskurve bei verschiedener Stromstärke.

Es seien $E p = 110$ Volt, $\nu = 50$ Perioden, $\cos \varphi = 1$ konstant, dann wird entsprechend S. 304 und 356

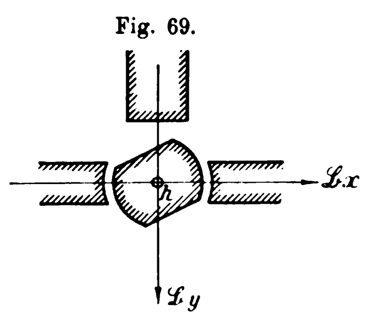
$$u = \frac{a \cdot fJ \pm b - c \cdot fJ^2}{d + g \cdot fJ^2}.$$

Die Buchstaben a bis g bedeuten Konstanten, deren Wert sich ohne weiteres ergibt. In dieser Formel steht $- c \cdot fJ^2$; das Minuszeichen erscheint aus folgendem Grund:

Konform mit der Entwicklung von D_M auf S. 282 ff. ergibt sich: Das Drehmoment zweier Wechselfelder auf einen Anker ist, wenn die Felder den gleichen räumlichen Winkel einschließen, proportional dem Sinus der zeitlichen Verschiebung.

Bei der vorliegenden Konstruktion wird die Reibung durch ein Drehmoment kompensiert, welches durch Verzerren des Spannungsfeldes mittels des Kernes h, Fig. 15 und Fig. 69, hervorgerufen wird. In ähnlicher Weise wird aber auch das Stromfeld By verzerrt. Die räumlichen Verschiebungen der beiden verzerrten Felder sind die gleichen; die zeitlichen Verschiebungen sind entgegengesetzt; denn wie aus der Fig. 69 ersichtlich, liegen die induktiv stärkeren Wege in beiden Fällen entgegengesetzt. Der Sinus des zeitlichen Verschiebungswinkels ist in einem Fall positiv, im anderen negativ. Das Hilfsdrehmoment durch die Verzerrung des Spannungsfeldes ist positiv gewählt, dann muß aber das von der Verzerrung des Stromfeldes herrührende Drehmoment negativ sein.

Fig. 69.



Das erste Glied im Zähler hat den Verlauf der prozentualen Abweichung von fJ, welches mit dem Stromfeld By identisch ist (Fig. 64), dargestellt in Kurve 1 der Fig. 70.

Durch das Glied $c \cdot fJ^2$ und $g \cdot fJ^2$ wird bewirkt, daß sich Kurve 1 mit zunehmendem J senkt und in Kurve 2 übergeht. b hat bei verschiedenem J einen variablen Einfluß, wie bereits erörtert; unter

diesem geht Kurve 2 in Kurve 3 über. Die Wirkung der Stoppvorrichtung und der Reibung ergibt schließlich Kurve 4, welche den Charakter der Betriebskurve bei variabler Stromstärke hat.

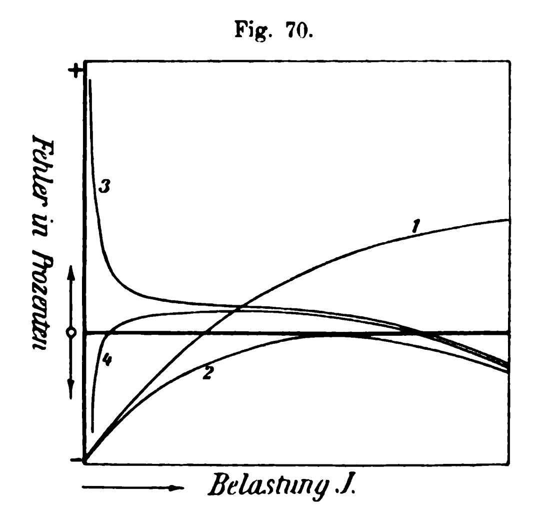
2. Betriebskurve bei verschiedener Periodenzahl.

Hier gilt

$$u = \frac{a \cdot \nu \cdot fEp - b + c \cdot \nu \cdot fEp^2}{d + g \cdot fEp^2}.$$

Bei normalem J hat $-b$ und $+c \cdot \nu \cdot fEp^2$ geringen Einfluß, der Zähler des Bruches wird $a \cdot \nu \cdot fEp$ proportional. Der Verlauf

Fig. 70.



der Abweichungen von $\nu \cdot fEp$ bei verschiedener Periodenzahl in Prozenten ist aus Fig. 68 entnommen und in Fig. 71 durch die Kurve 1 dargestellt.

Die Betriebskurve des Wechselstromzählers bei verschiedener Periodenzahl, aus Fig. 39 entnommen, ist Kurve 2, nur ist die Abweichung bei der normalen Periodenzahl gleich Null gesetzt.

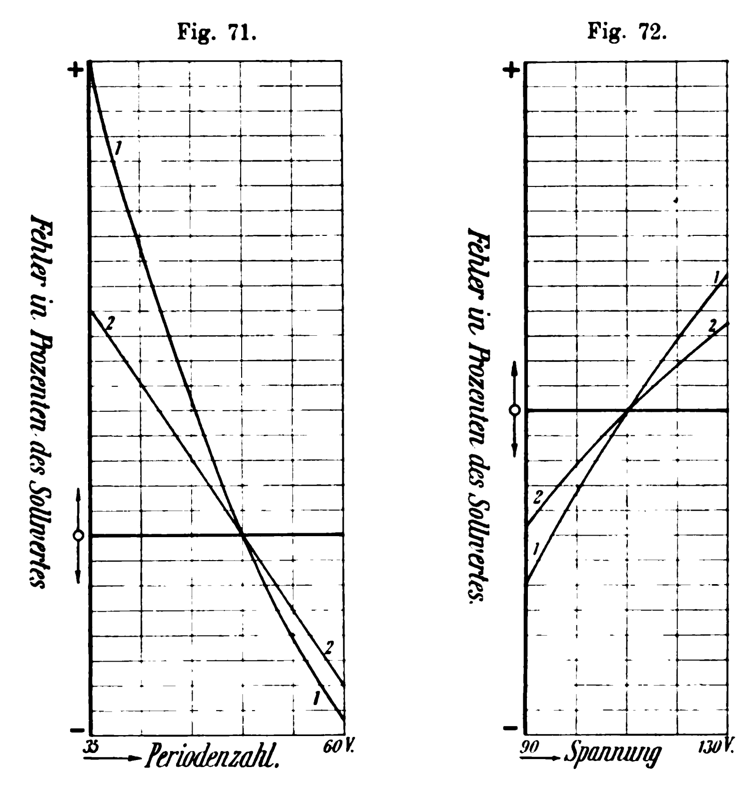
Zwischen den Kurven 1 und 2 der Fig. 71 besteht nur insofern ein kleiner Unterschied, als Kurve 2 bei kleiner Periodenzahl etwas tiefer, bei großer Periodenzahl etwas höher als Kurve 1 liegt. Dieser Unterschied erklärt sich dadurch, daß die Bremsung durch das Spannungsfeld $g \cdot fEp^2$ nach der Art, wie sich das Spannungsfeld mit der Periodenzahl verändert, variabel ist.

Denn wenn fEp^2 (Fig. 67) bei 50 Perioden gleich eins gesetzt wird, so ist fEp^2 bei 35 Perioden gleich 1,9 und bei 60 Perioden

gleich 0,42. Bei kleiner Periodenzahl ist also die Bremsung größer, die Drehzahl sinkt; bei großer Periodenzahl ist die Bremsung kleiner, die Drehzahl steigt; hierdurch erklärt sich der Unterschied von Kurve 1 und 2.

Die Betriebskurven bei verschiedener Stromstärke ergeben bei kleiner Belastung ein Heben der Kurve für kleine Periodenzahl und

Fig. 71. Fig. 72.



einen Abfall der Kurve bei großer Periodenzahl (Fig. 35). Dies rührt von der Veränderung der Kompensation der Reibung $c \,.\, \nu \,.\, f E p^2$ her. Denn wenn diese für 50 Perioden gleich eins gesetzt wird, ist sie für 35 Perioden gleich 1,33 und für 60 Perioden gleich 0,7. Die Drehzahl muß also bei kleiner Periodenzahl steigen und bei großer Periodenzahl fallen; merklich wird diese Variation der Kompensation der Reibung naturgemäß bei kleiner Belastung.

3. Betriebskurve bei verschiedener Spannung.

Es gilt hierfür

$$u = \frac{a \,.\, f E p - b + c \,.\, f E p^2}{d + g \,.\, f E p^2}.$$

Kurve 2 der Fig. 72 ist die aus Fig. 44 entnommene Betriebskurve. Kurve 1 der Fig. 72 stellt den Verlauf der Abweichung von fEp in Prozenten bei verschiedener Spannung dar und ist Fig. 66 entnommen. Die Kurve 1 zeigt, da bei normaler Stromstärke die übrigen Glieder im Zähler des obigen Bruches zurücktreten, dessen Verhalten bei variabler Spannung.

Kurve 1 und 2 der Fig. 72 decken sich nicht vollständig. Dies kommt daher, daß der Nenner nicht konstant ist. Die Bremsung durch das Spannungsfeld ist, wie sich aus Fig. 66 ergibt, bei 90 Volt um 40 % kleiner, bei 130 Volt um 60 % größer als bei 110 Volt, wodurch bewirkt wird, daß die Betriebskurve bei kleiner Spannung über der Kurve 1 liegt und bei großer Spannung unter derselben.

Ebenso ist die Kompensation der Reibung $c \cdot fEp^2$ um 40 % bei 90 Volt kleiner und um 60 % bei 130 Volt größer als bei 110 Volt, wodurch sich das Heben der Betriebskurven bei variablem Strom, wenn die Belastung klein ist und die Spannung steigt (Fig. 40), erklärt.

4. Betriebskurve bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Der Winkel β ist augenscheinlich Null; damit ergibt sich als maßgeblich für die Drehzahl

$$u = a \cdot \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \cdot fJ + b - c \cdot fJ^2$$

bei induktiver Belastung,

$$u = a \cdot \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \cdot fJ + b - c \cdot fJ^2$$

bei Kondensatorwirkung.

Ist Winkel $\eta = \delta - \lambda + \gamma = 40'$, so ergeben sich folgende Abweichungen von $\cos(\varphi + \eta)$ und $\cos(\varphi - \eta)$ gegen den Sollwert $\cos\varphi$ in Prozenten:

$\cos\varphi$	$\cos(\varphi + \eta)$	Abweichung (%)	$\cos(\varphi - \eta)$	Abweichung (%)
0,9	0,8949	— 0,5	0,9051	+ 0.5
0,8	0,7934	— 0,75	0,8073	+ 0,8
0.6	0,5906	— 1,5	0,6093	+ 1.5
0,4	0,3893	— 2,6	0,4106	+ 2,6
0,2	0,1886	— 5,6	0,2114	+ 5,6
0,1	0,0886	— 11,4	0,1118	+ 11,6

b kann in obiger Formel, abgesehen von sehr kleinen Werten, vernachlässigt werden. Da es sich bei der folgenden Bestimmung nur



um relative Werte handelt, kann obige Formel durch f J dividiert werden, und es folgt, als maßgeblich für den Fehler bei variablem Leistungsfaktor, die Veränderung von

$$\cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) - c \cdot fJ$$ für induktive Belastung

und $$\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) - c \cdot fJ$$ für Kondensatorwirkung

mit φ gegen $\cos \varphi$.

Die Konstante c werde 0,002 gesetzt und 0,002 . fJ bei verschiedenem J gebildet.

Für J gleich . . .	2,7	5,8	9,0	13,0	16,0
wird fJ aus Fig. 64 .	2.96	6,9	11,3	16,7	21,1
und 0,002 . fJ . . .	0,00592	0,0138	0,0226	0,0334	0,0422

Es hat nun 0,002 . fJ folgenden Einfluß in Prozenten auf:

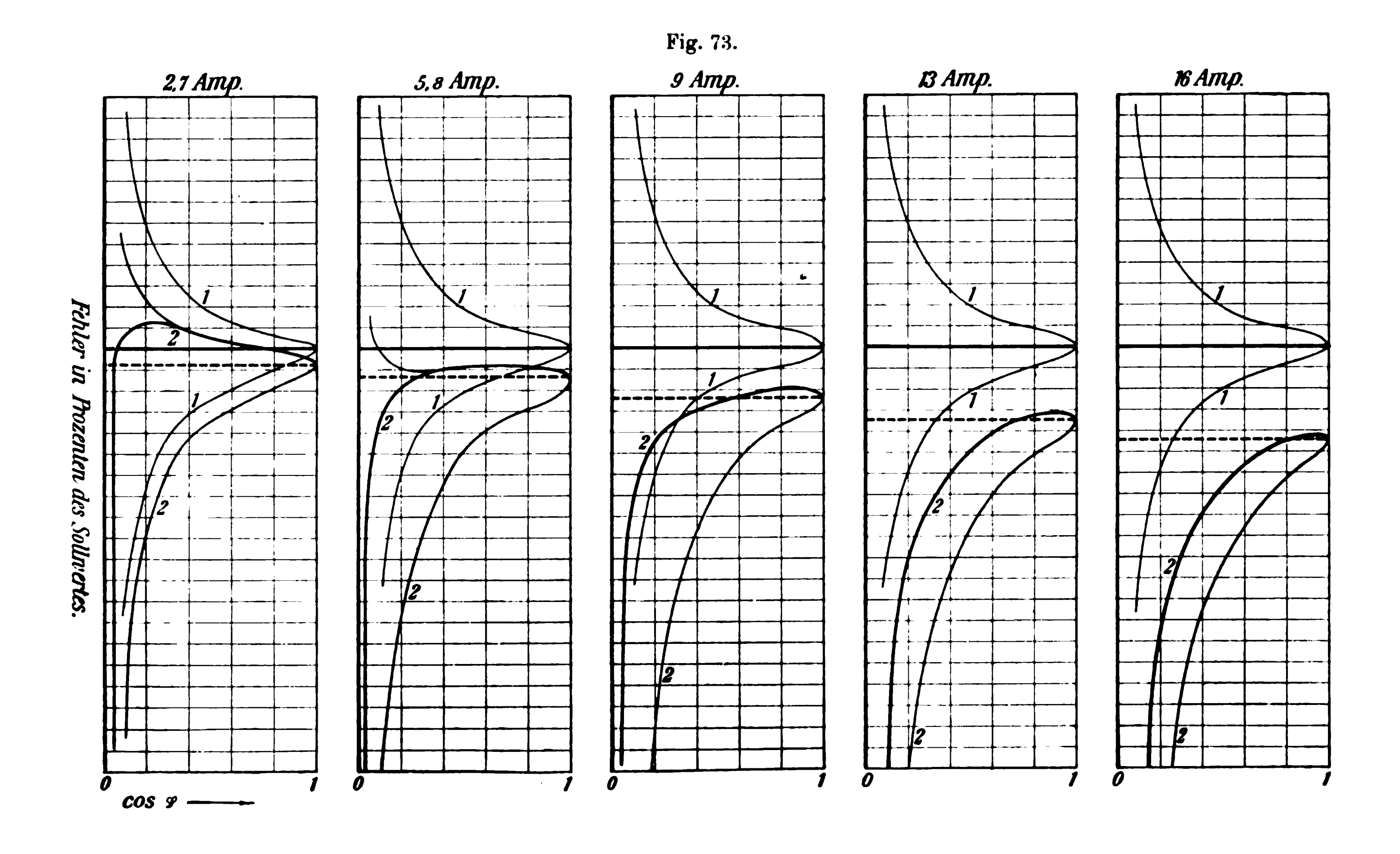
$\cos(\varphi + \eta)$, wenn J gleich	2,7	5,8	9,0	13,0	16,0 Amp.
0,8949	0,68	1,56	2,52	3,72	4,68
0,7934	0,72	1,72	2,84	4,2	5,28
0,5906	1,0	2,32	3,8	5,64	7,12
0,3893	1,52	3,56	5,8	8,6	10,8
0,1886	3,12	7,32	12,0	17,7	22,4
0,0886	7,08	15,6	25,5	37,6	45,6
1,0000	0,59	1.38	2,26	3,34	4,22
$\cos(\varphi - \eta)$					
0,9051	0,68	1.56	2,52	3,72	4.68
0,8073	0,72	1,72	2,84	4,16	5,28
0,6093	1,00	2,28	3.76	5,52	7,00
0,4106	1,44	3,36	5,52	8,12	10,2
0,2114	2,8	6,52	10.68	15,76	17,8
0,1118	5,28	12,4	20,0	30,0	37,8
1,0000	0,59	1,38	2,26	3,34	4,22

Die Abweichungen von $\cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma)$ und $\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$ gegen $\cos \varphi$ in Prozenten werden in den Kurven 1, 1 der Fig. 73 als Funktion von $\cos \varphi$ abgetragen; der Einfluß von 0,002 . fJ ist bestimmt, und unter dessen Berücksichtigung werden die Kurven 2, 2 (Fig. 73) erhalten.

Diese Kurven decken sich vollkommen mit den bei verschiedenem Leistungsfaktor und Strom erhaltenen Betriebskurven Fig. 49.

Nur bei kleinstem J und kleinstem $\cos \varphi$ hat sich der Einfluß der Stoppvorrichtung geltend gemacht.

Fig. 73.


2,7 Amp.
5,8 Amp.
9 Amp.
13 Amp.
16 Amp.
1
2
0
1
cos φ
Fehler in Prozenten des Sollwertes.

5. Betriebskurve bei verschiedener Kurvenform.

Die Betriebskurven des Zählers liegen, wenn Wechselstrom der Maschine von Ganz mit spitzer Kurvenform gewählt wird, wesentlich tiefer, als bei Benutzung des ungefähr sinusartigen Wechselstromes der Maschine der Union E.-G. Für konstantes Ep, J, ν, φ gilt hier:

$$u = \frac{a \cdot fEp - b + c \cdot fEp^2}{d + g \cdot fEp^2}.$$

Der Winkel $(\delta - \lambda)$ kann sich zwar ebenfalls mit der Kurvenform ändern, doch möge bei vorliegender induktionsfreier Belastung der Einfluß dieser Aenderung vernachlässigt werden.

Ein Vergleich der Felder Bx bei Wechselstrom der beiden Maschinen Ganz und Union E.-G. ist nach der angegebenen Methode nicht mehr statthaft, da c.k nicht mehr in beiden Fällen denselben Wert hat. Dagegen gibt über die ungefähre Größe der Aenderung der Felder das Folgende Aufschluß.

Angenähert, zumal innerhalb enger Grenzen, ist:

$$Bx = fEp \text{ proportional } \sqrt{M(i_t^2)},$$

wenn i_t der Momentanwert des Stromes in der Spannungsphase ist. Dieser Strom in der Spannungsphase wächst angenähert proportional mit dem Strom in dem ganzen Spannungskreis des Zählers, in dem die Spannungsphase liegt.

fEp verhält sich dann wie der Strom im Spannungskreis; dieser aber ist S. 352 bestimmt, und zwar ist er bei Wechselstrom der Maschine der Union E.-G. (ungefähr sinusartig) gleich 0,043 Amp., bei Wechselstrom der Maschine von Ganz (spitze Kurve) gleich 0,0364 Amp.

Demnach nimmt fEp um 20 % bei Benutzung des Wechselstromes der spitzen Kurve gegenüber den Resultaten bei ungefähr sinusartiger Kurve ab, damit erklärt sich auch die starke Abnahme der Betriebskurve bei Wechselstrom spitzer Kurve (Fig. 53) gegenüber der Betriebskurve bei ungefähr sinusartigem Strom (Fig. 35).

Die Aenderung im Charakter der beiden Betriebskurven bei verschiedener Kurvenform, daß nämlich bei kleinen Stromstärken die Betriebskurve bei Wechselstrom der Ganzmaschine tiefer liegt, rührt einerseits von dem Einfluß der Kompensation der Reibung her, die entsprechend $c \cdot fEp^2$ um 36 % abnimmt, andererseits ist aber jene Aenderung im Charakter der Betriebskurven dem Umstande zuzu-

schreiben, daß die Kurve der Ganzmaschine mit wachsender Belastung etwas flacher wird.

Der Zusammenhang zwischen fEp und der Gestalt der Wechselstromkurve geht auch aus folgender Ueberlegung hervor.

Hat die Spannung an der Spannungsspule denselben Verlauf wie die Klemmenspannung und wird der Ohmsche Widerstand der Spannungsspule vernachlässigt, so ist:

$$E p = \text{Konstante} \,.\, B x_{max} \cdot \frac{1}{c},$$

wenn c der Formfaktor der Spannungskurve ist; und:

$$E p = \text{Konstante} \,.\, B x \,.\, \frac{1}{c \,.\, k},$$

wenn k der Scheitelfaktor der Feldkurve ist.

Bx bezüglich fEp ist damit proportional c . k bei konstanter Spannung Ep. Nun ist k von der magnetisierenden Stromstärke abhängig; der Verlauf der Stromkurve in der Spannungsphase ist bei stark verschiedenem Verlauf der Spannungskurven viel weniger verschieden, da die Amplituden der höheren Harmonischen im Verhältnis der Ordnung derselben kleiner werden. Der Faktor k hat also keinen großen Einfluß; dann aber wird

fEp proportional dem Formfaktor der Spannungskurve c.

Wird von der veränderlichen Bremsung durch das Spannungsfeld und der Kompensation der Reibung abgesehen, so ist die Drehzahl des Zählerankers proportional fEp bei Benutzung von Wechselstrom von verschiedener Kurve, und es kann unter den angegebenen Vernachlässigungen geschrieben werden

u proportional Formfaktor c der Spannungskurve

oder:

Die Drehzahl des Zählerankers ist unter sonst gleichen Verhältnissen proportional dem Formfaktor der Spannungskurve.

Im vorliegenden Fall ist der Formfaktor der Maschine der Union E.-G. gleich 0,92, der Formfaktor der Spannungskurve der Ganzmaschine gleich 0,62. Der letztere ist also um 32 % kleiner, dem würde also entsprechen, daß die Betriebskurve bei Benutzung von Wechselstrom der Ganzmaschine um 32 % unter derjenigen bei Benutzung des Wechselstromes der Maschine der Union E.-G. liegt.

Aehnliches ergibt sich beim Leerlauf von Transformatoren, wenn dieselben mit Wechselstrom verschiedener Kurvenform gespeist werden[1]).

[1]) Rößler. E.T.Z. 1895, S. 488 ff.

Zähler II.

1. Betriebskurve bei verschiedener Stromstärke.

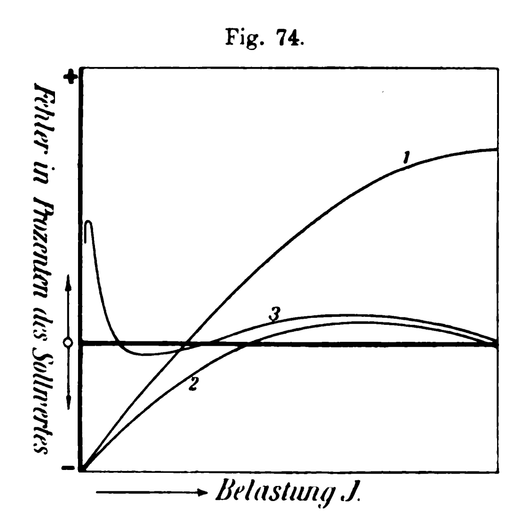
Für konstantes Ep, ν, φ gilt

$$u = \frac{a \, . \, fJ + b}{d + g \, . \, fJ^2}.$$

Die Kurve 1 der Fig. 74 stellt die prozentualen Abweichungen von a . fJ gegen die Proportionalzahl dar, welche aus Fig. 64 entnommen ist.

Durch den Einfluß der Bremsung der Stromspule $g \, . \, fJ^2$ im Nenner senkt sich Kurve 1 nach Kurve 2.

Fig. 74.



Der Einfluß des Gliedes b bewirkt, daß Kurve 2 in Kurve 3 übergeht. Bei sehr kleinen Werten der Belastung bewirkt die Stoppvorrichtung eine relative Abnahme der Drehzahl, d. h. ein Fallen der Kurve 3. Diese Kurve 3 hat denselben Charakter wie die Betriebskurve für 50 Perioden und 110 Volt bei verschiedener Stromstärke (Fig. 36).

2. Betriebskurve bei verschiedener Periodenzahl.

Hierfür ist

$$u = \frac{a \, . \, \nu \, . \, fEp - b + c \, . \, \nu \, . \, fEp^2}{d + g \, . \, fEp^2}.$$

Die Aenderung von u ist hauptsächlich durch die Aenderung von a . ν . fEp bedingt. Der Verlauf der prozentualen Abweichungen

dieses Gliedes mit der Periodenzahl ist aus Fig. 68 entnommen und in Kurve 1 der Fig. 75 dargestellt; Kurve 2 ist die Betriebskurve nach Fig. 39.

Die Wirkung der Bremsung tritt hier zurück, analog mit dem Verhalten bei verschiedener Spannung; der geringe Unterschied der Kurven 1 und 2 erklärt sich durch die Kompensation der Reibung $c \,.\, \nu \,.\, fEp^2$. Der starke Einfluß dieses Gliedes trat bereits bei der Erklärung der Betriebskurve bei verschiedener Stromstärke hervor. Die Kompensation der Reibung ist bei 35 Perioden um 68 % größer, bei 60 Perioden um 25 % kleiner als bei 50 Perioden. Infolgedessen muß die Betriebskurve bei geringer Periodenzahl etwas höher, bei großer Periodenzahl etwas tiefer liegen als die $a \,.\, \nu \,.\, fEp$-Kurve.

3. Betriebskurve bei verschiedener Spannung.

Die Drehzahl ist hier bestimmt durch

$$u = \frac{a \,.\, fEp - b + fEp^2 \,.\, c}{d + g \,.\, fEp^2}.$$

Maßgeblich ist wieder das erste Glied im Zähler des Bruches $a \,.\, fEp$. Den Verlauf der prozentualen Abweichungen hierfür, aus Fig. 66 entnommen, gibt Kurve 1, Fig. 76. Kurve 2 ist die Betriebskurve bei verschiedener Spannung nach Fig. 44, wenn die Abweichung für 110 Volt gleich Null gesetzt wird.

Die Kurven 1 und 2 fallen fast vollkommen zusammen, die veränderliche Bremsung durch die Spannungsspule hat wegen der großen permanenten Bremsung geringen Einfluß. Die Aenderung der Kompensation der Reibung $c \,.\, fEp^2$, welche bei 90 Volt um 50 % kleiner, bei 130 Volt um 40 % größer als bei 110 Volt ist, deckt sinngemäß den sehr geringen Unterschied der Kurven 1 und 2.

Ebenso erklärt der Einfluß der Kompensation der Reibung bei großer Spannung das Heben der Betriebskurven für verschiedenen Strom und verschiedene Spannung, und das Fallen derselben bei geringer Spannung (Fig. 41).

4. Betriebskurve bei verschiedenem Leistungsfaktor.

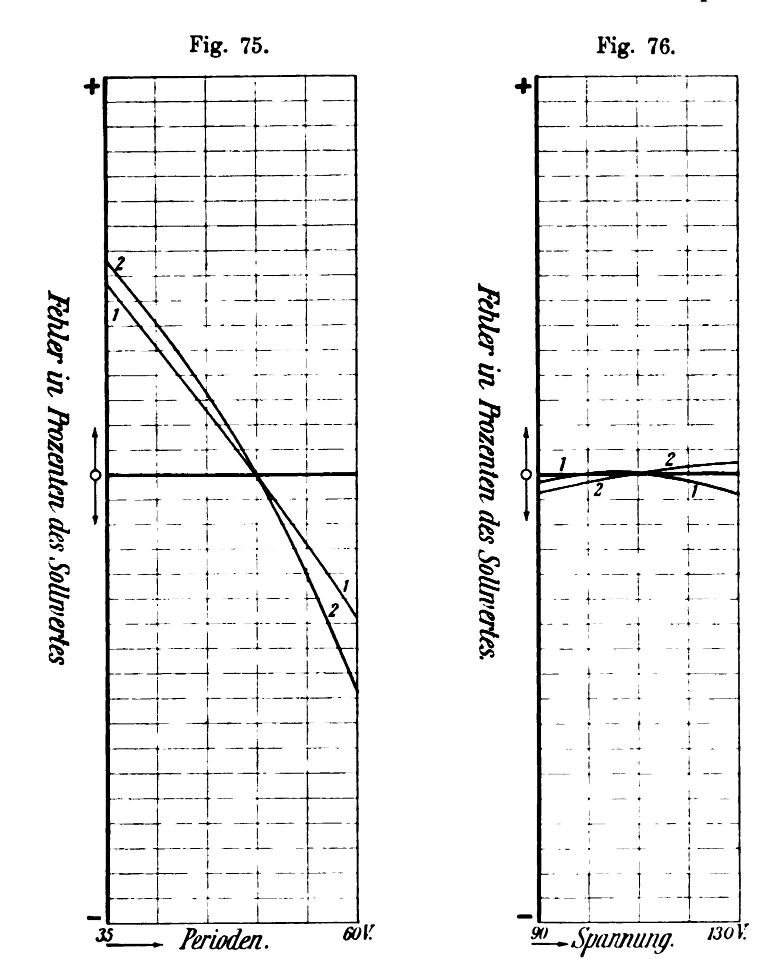
Es erfolgt bei diesem Zähler die Kompensation der Reibung dadurch, daß durch das Spannungsfeld in einer Kurzschlußspule eine E.M.K. und damit ein Strom und Sekundärfeld erzeugt wird. Primärspannungsfeld und Sekundärspannungsfeld üben dann auf den Anker ein Drehmoment proportional $\nu \,.\, fEp^2$.



Aehnlich wie das Spannungsfeld erzeugt aber auch das Stromfeld in der Kurzschlußspule ein Sekundärstromfeld, und es entsteht damit ein Drehmoment proportional $\nu \,.\, f J^2$, welches nur geringe Wirkung hat.

Außerdem wirken aber noch zusammen: Primärspannungsfeld und Sekundärstromfeld und Primärstromfeld und Sekundärspannungs-

Fig. 75. Fig. 76.



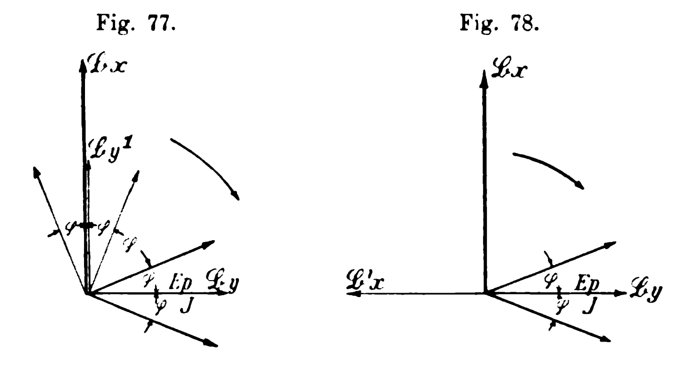
feld und zwar veränderlich in ihrer Wirkung mit dem Winkel φ des Leistungsfaktors.

Bei induktionsfreier Belastung bleibe das Spannungsfeld $B x$ um $\frac{\pi}{2}$ hinter dem Stromfeld $B y$ zurück (Fig. 77). Das Stromfeld sei in Phase mit dem Strom J und induziert in der Kurzschluß-

windung eine E.M.K. Diese bleibt um $\frac{\pi}{2}$ hinter dem erzeugenden Feld By zurück, die E.M.K. sei bei geringer Selbstinduktion in Phase mit dem von ihr erzeugten Strom, welcher ein Feld By^1 in Phase mit ihm hervorruft. Es entsteht also ein Sekundärfeld By^1, das ungefähr um $\frac{\pi}{2}$ hinter dem Primärfeld By zurückbleibt. Bleibt J gegen Ep um φ zurück, so bleibt auch By um φ und damit auch By^1 um φ gegen Bx zurück. Das Drehmoment, das unter der Wechselwirkung von Bx und By^1 entsteht, ist proportional minus sin φ.

Eilt J gegen Ep vor, so folgt ähnlich das Drehmoment, welches von Bx und By^1 erzeugt wird, ist proportional + sin φ; denn der

Fig. 77. Fig. 78.



Winkel liegt im ersten Fall im vierten, im zweiten Fall im ersten Quadranten.

Das Drehmoment, das gemeinsam vom Spannungsfeld Bx und dem vom Stromfeld in der Kurzschlußspule hervorgerufenen Feld By^1 erzeugt wird, ist also für induktive Wirkung dem negativen sin φ proportional und für Kondensatorwirkung dem positiven sin φ proportional.

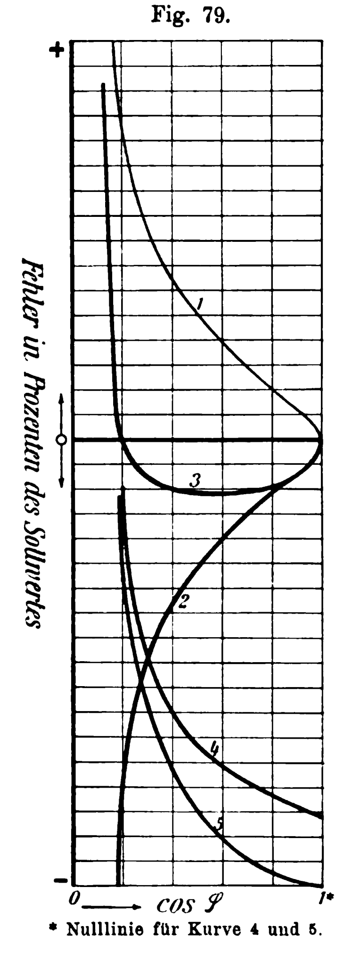
Ferner sei wieder für induktionsfreie Belastung By in Phase mit J (Fig. 78). Bx bleibe um $\frac{\pi}{2}$ zurück. Dann bleibe analog mit dem vorigen das von Bx erzeugte Sekundärspannungsfeld Bx^1 der Kurzschlußspule um $\frac{\pi}{2}$ hinter dem Primärspannungsfeld Bx zurück.

Bleibt nun J und damit By um φ hinter Ep zurück, so ist das Drehmoment, das von Bx^1 zusammen mit By auf den Anker ausgeübt wird, proportional + sin φ, da der Winkel zwischen Bx^1 und By im zweiten Quadranten liegt.

Eilt J gegen Ep um φ vor, so liegt der Winkel zwischen Bx[1] und By im dritten Quadranten, das Drehmoment wird dem negativen sin φ proportional.

Das Vorstehende skizziert den Einfluß der zeitlichen Verschiebung, gibt aber nur den relativen Sinn des Vorzeichens für die einzelnen Drehmomente. Das Vorzeichen steht nämlich noch unter dem Einfluß der räumlichen Verschiebung der Felder.

Fig. 79.



* Nulllinie für Kurve 4 und 5.

Es wird nun angenommen, es ergebe sich unter dem Einfluß der beiden Primär- und Sekundärfelder für induktive Belastung ein positives Drehmoment proportional sin φ. Für Kondensatorwirkung hingegen sei der Einfluß des sin φ proportionalen Drehmomentes gering.

Nachdem diese Untersuchung vorausgeschickt ist, ergeben sich zur Erklärung der Betriebskurven folgende Formeln:

$$u = a \cdot \cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) + c \cdot \sin\varphi$$

für induktive Belastung, und

$$u = a \cdot \cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$$

für Kondensatorwirkung.

Wird $(\delta - \lambda + \gamma) = + 1^0\, 40'$ gesetzt, so ergeben sich Abweichungen in Prozenten vom Sollwert cos φ für $\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma)$ und $\cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma)$, die in Kurvenform sich in den Kurven 1 und 2 der Fig. 79 gezeichnet befinden.

Die Kurve 1 stimmt mit der Betriebskurve bei Kondensatorwirkung der Fig. 50 überein.

Auf die Drehzahl bei induktiver Belastung hat nun noch c . sin φ Einfluß. Kurve 4 (Fig. 79) stellt den Einfluß dar, wenn nur c vorhanden wäre. Das zusätzliche Drehmoment ändert sich aber mit c . sin φ; für kleines φ ist der Einfluß von c . sin φ entsprechend sin φ, der ebenfalls klein ist, null oder gering; für großes φ wird sin φ ungefähr eins, die c . sin φ-Kurve geht bei großem φ in die c-Kurve über.

Kurve 5, Fig. 79 stellt dann den Einfluß des Drehmomentes dar, welches durch die Wechselwirkung von Strom- und Spannungsfeld mit den Sekundärspannungs- und Sekundärstromfeldern der Kurzschlußspule hervorgerufen wird. Für den Leistungsfaktor 1 ist das zusätzliche Drehmoment null, entsprechend $\sin \varphi = 0$.

Unter diesem Einfluß in Prozenten geht Kurve 2 über in Kurve 3, welche den Charakter der Betriebskurve bei induktiver Belastung Fig. 50 hat.

5. Betriebskurve bei verschiedener Kurvenform.

Hier gilt

$$u = \frac{a \,.\, fEp - b + c \,.\, fEp^2}{d + g \,.\, fE^2}.$$

Nach S. 373 sollen sich fEp wie die Ströme im Spannungskreis verhalten. Es ist dieser Strom bei ungefähr sinusartigem Wechselstrom der Maschine der Union E.-G. gleich 0,07925 Amp. (S. 352) und bei Wechselstrom spitzer Kurve der Ganzmaschine gleich 0,0655 Amp. (S. 352).

Das für die Drehzahl maßgebliche Glied a . fEp ist bei Benutzung des Wechselstromes der Ganzmaschine um 21 % kleiner als bei Anwendung von ungefähr sinusartigem Wechselstrom, wodurch sich der starke Gesamtabfall der Betriebskurve bei spitzer Kurve gegenüber der Betriebskurve bei sinusartiger Kurve für verschiedene Stromstärke erklärt.

Die Aenderung im Charakter der beiden Betriebskurven kommt daher, daß einerseits die Kompensation der Reibung bei spitzer Kurve um 40 % abnimmt, was bei kleinen Werten der Belastung einen Abfall der Kurve zur Folge hat, und daß andererseits die Kurvenform des Wechselstromes der Ganzmaschine mit der Belastung flacher wird, was nach S. 374 ein Heben der Kurve zur Folge hat, entsprechend dem Verlauf der Betriebskurve Fig. 54.

Zähler III.

1. Betriebskurve bei verschiedener Stromstärke.

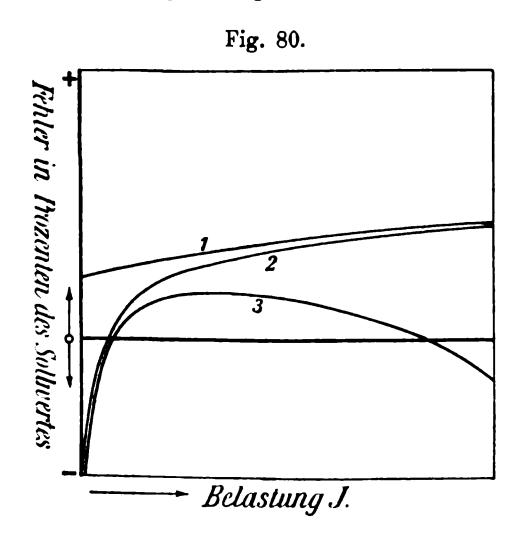
Bei variablem Strom gilt

$$u = \frac{a \,.\, fJ - b}{d + g \,.\, fJ^2}.$$

Die prozentuale Aenderung von a . fJ mit J stellt Kurve 1 der Fig. 80, entnommen aus Fig. 64, dar. Das Glied b hat bei variablem J

verschiedenen Einfluß; unter diesem geht Kurve 1 in Kurve 2 über. Die Bremsung durch das Stromfeld, dargestellt durch das Glied $g \cdot fJ^2$, bewirkt den Uebergang in Kurve 3, welche den Charakter der Betriebskurve bei normaler Spannung und Periodenzahl Fig. 37 hat.

Fig. 80.



2. Betriebskurve bei verschiedener Periodenzahl.

Die Drehzahl ist hier bestimmt durch

$$u = \frac{a \cdot \nu \cdot fEp - b + c \cdot \nu \cdot fEp^2}{d + g \cdot fEp^2}.$$

Kurve 1 der Fig. 81 stellt die prozentuale Abweichung von $a \cdot \nu \cdot fEp$, aus Fig. 68 entnommen, dar; Kurve 2 ist die Betriebskurve der Fig. 39. Die beiden Kurven fallen fast vollkommen zusammen. Kurve 1 liegt bei kleiner Periodenzahl um ein geringes höher, was sich durch den Einfluß der Bremsung $g \cdot fEp^2$ erklärt. Diese ist nämlich bei 35 Perioden um 110 % größer als bei 50 Perioden.

3. Betriebskurve bei verschiedener Spannung.

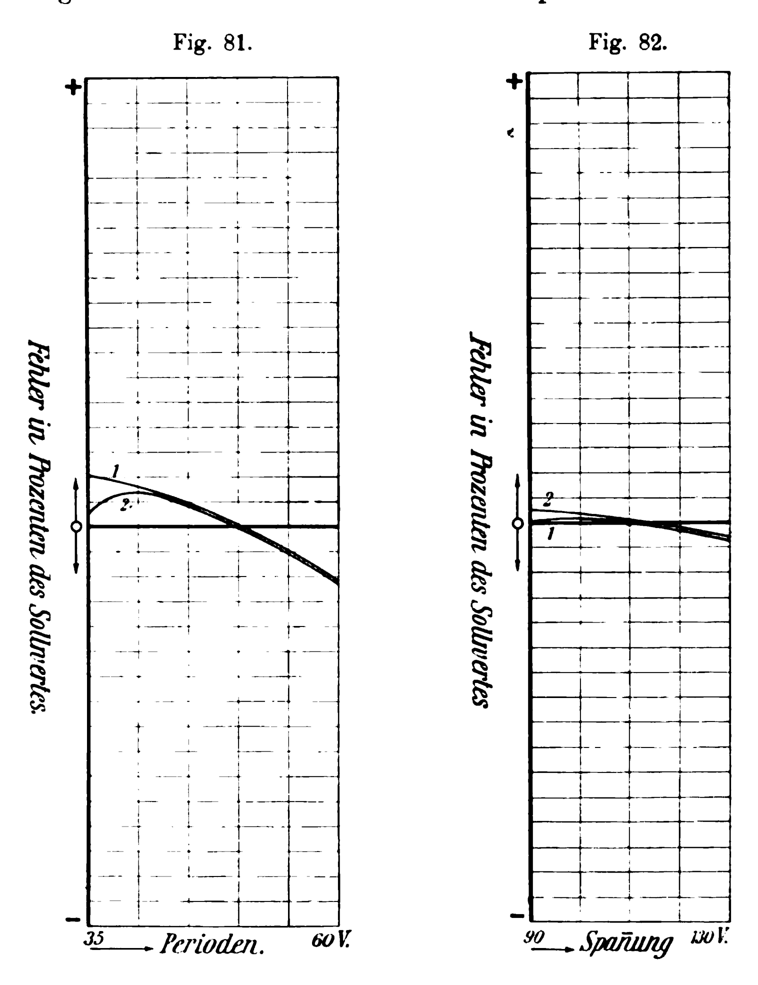
Hier gilt

$$u = \frac{a \cdot fEp - b + c \cdot fEp^2}{d + g \cdot fEp^2}.$$

Kurve 1 der Fig. 82 ist der Verlauf der Abweichung in Prozenten von $a \cdot fEp$, aus Fig. 66 entnommen. Kurve 2 ist die Betriebskurve nach Fig. 44. Die beiden Kurven decken sich fast vollkommen.

Die Betriebskurven bei variablem Strom und Spannung, Fig. 42, liegen bei kleinem Strom und hoher Spannung höher als bei niederer Spannung. Dies rührt von dem Einfluß der Kompensation der Reibung

Fig. 81. Fig. 82.



her, welche bei 90 Volt um 50 % kleiner, bei 130 Volt um 40 % größer ist als bei 110 Volt.

4. Betriebskurve bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Es sind im vorliegenden Falle (Fig. 21) zwei Motoren vorhanden; der eine wird gebildet von der Stromspule und dem großen Hufeisen, der andere von der Stromspule und dem kleinen Hufeisen, welche mit ihren Feldern zusammen auf den Anker motorisch

wirken. In Fig. 83 wirkt By einerseits mit Bx′, dem Feld des großen Hufeisens, andererseits mit Bx″, dem Feld des kleinen Hufeisens, zusammen. Für $\cos\varphi = 1$ schließen Bx′ und By einen Winkel φ_1 kleiner als $\frac{\pi}{2}$ und Bx″ und By einen Winkel φ_2 größer als π ein.

Möllinger hat nachgewiesen, daß für

$$Bx'' . \cos\varphi_2 + Bx' . \cos\varphi_1 = 0$$

die Resultante der Spannungsfelder Bx auf By senkrecht steht. Diese Bedingung ist in dem vorliegenden Zähler ganz genau erfüllt, da die Kurven für induktive und kondensatorartige Wirkung (Fig. 51) zusammenfallen.

Der Winkel β, als räumliche Ergänzung zu $\frac{\pi}{2}$, ist nun im vorliegenden Fall nicht null; es tritt deshalb bei variablem $\cos\varphi$ die

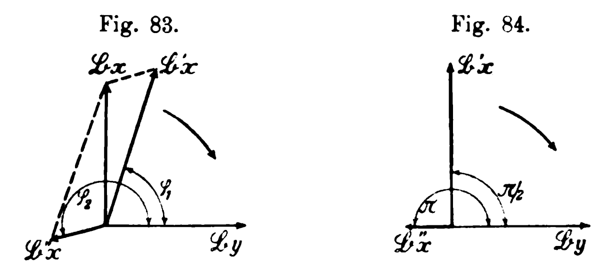


Fig. 83. Fig. 84.

zusätzliche Bremsung durch die Pulsationen des Drehfeldes in Wirkung (S. 304 und 356).

Wird angenommen $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$ und $\varphi_2 = \pi$, dann geht Fig. 83 in Fig. 84 über.

Es ist, wie aus Fig. 84 im Verein mit der Formel S. 304 und 356 folgt, die Bremsung durch die Pulsationen des Drehfeldes des ersten Motors proportional $\sin\varphi$, diejenige des zweiten Motors proportional $\cos\varphi$. Nun haben aber φ_1 und φ_2 nicht den der Fig. 50 zu Grunde gelegten Wert. Die Bremsung durch die Pulsationen des Drehfeldes ist also eine komplizierte Funktion des Winkels φ. Es wird nun angenommen, sie sei ungefähr proportional $\sin\varphi$.

Demnach möge bei variablem Leistungsfaktor für induktive und kondensatorartige Wirkung gelten

$$u = \frac{a . fJ . \cos\varphi - b}{d + g . fJ^2 - h . fJ . \sin\varphi}.$$

Hierin bedeuten die Buchstaben a bis h Konstanten.

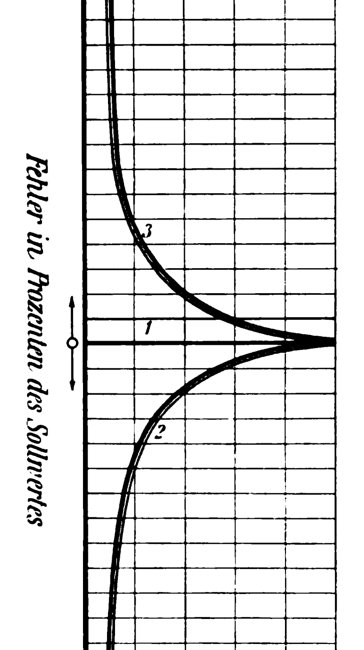
Die Bremsung durch das Stromfeld hat bei Variation des Leistungsfaktors relativ sehr geringen Einfluß.

Damit ergibt sich schließlich als maßgeblich für die Drehzahl bei variablem Leistungsfaktor

$$u = \frac{a \,.\, fJ \,.\, \cos \varphi - b}{d - h \,.\, fJ \,.\, \sin \varphi}.$$

Das erste Glied a . fJ . cos φ ergibt mit der Aenderung des Leistungsfaktors keine Abweichung vom Sollwert; der Verlauf dieser Abweichungen wird also durch eine Gerade (Kurve 1, Fig. 85) dargestellt.

Fig. 85.



Das Glied b hat bei kleiner Belastung starken Einfluß, und unter diesem geht Kurve 1 in Kurve 2 über. Für kleine Stromstärke hat h . fJ . sin φ keinen Einfluß, es resultiert bei kleiner Stromstärke die Kurve 2 als Betriebskurve in Uebereinstimmung mit den Betriebskurven bei $^1/_5$ und $^2/_5$ der Höchstbelastung I und II, Fig. 51.

Bei größerem Strom erlangt h . fJ . sin φ Bedeutung; der Nenner wird mit wachsendem J und φ kleiner, die Kurve 2 geht über in die Kurve 3, welche der Betriebskurve bei $^4/_5$ und $^5/_5$ der Höchstbelastung V und VI, Fig. 51 gleicht.

Die Betriebskurven III und IV, Fig. 51 sind Uebergänge der Kurven 2 und 3.

5. Betriebskurve bei variabler Kurvenform.

Die Drehzahl ist hier bestimmt durch

$$u = \frac{a \,.\, fEp - b + c \,.\, fEp^2}{d + g \,.\, fEp^2}.$$

Es mögen sich fEp wieder wie die Ströme im Spannungskreis verhalten. Diese sind nach S. 352 für Wechselstrom der Maschine der Union E.-G. (ungefähr sinusartig) gleich 0,02112 Amp. und für Wechselstrom der Ganzmaschine (spitze Kurve) gleich 0,01848 Amp.

Der Strom im Spannungskreis nimmt also bei spitzer Kurve

gegen den bei sinusartiger Kurve um 25 % ab, wodurch der Gesamtabfall der Betriebskurve Fig. 55 gegen die Betriebskurve Fig. 37 erklärt ist. Die Aenderung im Charakter der Kurve Fig. 55 erklärt die Abnahme der Kompensation der Reibung $c \cdot fEp^2$ um 44 % und die Verflachung der Spannungskurve der Ganzmaschine mit wachsender Belastung.

Zähler IV.

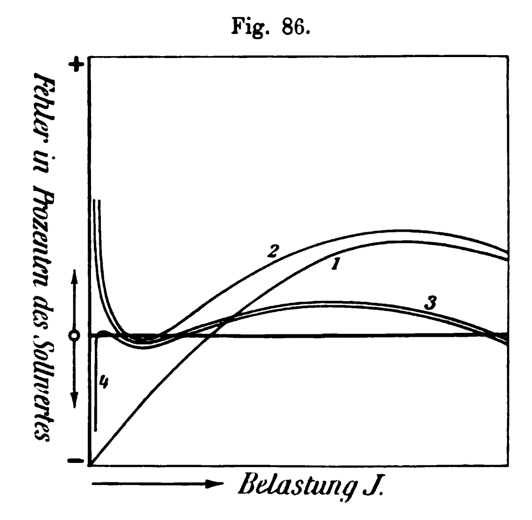
1. Betriebskurve bei verschiedener Stromstärke.

Wenn der Strom J veränderlich war, galt

$$u = \frac{a \cdot fJ + b}{d + g \cdot fJ^2}.$$

Kurve 1, Fig. 86 stellt den Verlauf der Abweichung in Prozenten von $a \cdot fJ$ gegen die Proportionalzahl, aus Fig. 64 entnommen, dar.

Fig. 86.



Der Einfluß des Gliedes b wird addiert und es resultiert Kurve 2. Die Bremsung $g \cdot fJ^2$ bewirkt einen Abfall der Kurve 2 nach Kurve 3 mit steigendem J. Bei kleinem J tritt die Stoppvorrichtung in Wirkung, es findet ein Abfall der Drehzahl statt, es ergibt sich schließlich eine Kurve 4 vom Charakter der Betriebskurve bei normaler Spannung und Periodenzahl, entsprechend Fig. 38.

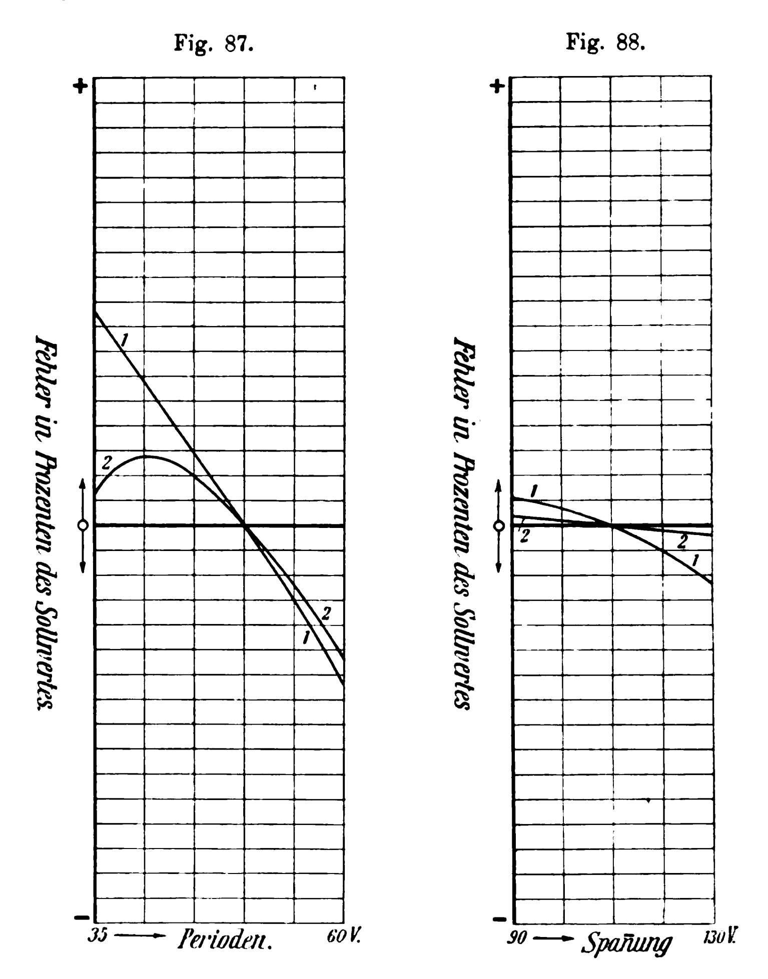
2. Betriebskurve bei verschiedener Periodenzahl.

Hierfür gilt

$$u = \frac{a \cdot \nu \cdot fEp - b + c \cdot \nu \cdot fEp^2}{d + g \cdot fEp^2}.$$

Das Verhalten von a . ν . fEp bei verschiedener Periodenzahl ist in Kurve 1 der Fig. 87, aus Fig. 68 entnommen, dargestellt, die Betriebskurve des Zählers in Kurve 2 nach Fig. 39, wenn die Abweichung für den Normalwert bei 50 Perioden null gesetzt wird.

Fig. 87. Fig. 88.



Die Betriebskurve liegt bei kleiner Periodenzahl tiefer, bei großer Periodenzahl höher, was sich folgerichtig dadurch erklärt, daß bei 35 Perioden die Bremsung g . f E p^2 um 140 % größer, bei 60 Perioden um 39 % kleiner als bei 50 Perioden ist.

Bei kleinem J ist in den Kurven für verschiedene Periodenzahl und Stromstärke, Fig. 38, der Einfluß der Kompensation der Reibung zu erkennen. Die Kurven steigen bei kleiner Belastung und kleiner

Periodenzahl und fallen bei großer Periodenzahl, wie denn auch $c.\nu.fEp^2$ bei 35 Perioden um 68 % größer, bei 60 Perioden um 28 % kleiner als bei 50 Perioden ist.

3. Betriebskurve bei verschiedener Spannung.

Die Drehzahl bei verschiedener Spannung ist bestimmt durch

$$u = \frac{a.fEp - b + c.fEp^2}{d + g.fEp^2}.$$

Kurve 1, Fig. 88, stellt wieder das prozentuale Verhalten von $a.fEp$, aus Fig. 66 entnommen, dar, Kurve 2 ist die Betriebskurve nach Fig. 44, wenn die Abweichung für den Normalwert bei 110 Volt gleich null gesetzt wird. Die Bremsung $g.fEp^2$ hat geringen Einfluß. Die Kompensation der Reibung $c.fEp^2$ ist bei 90 Volt um 50 % kleiner, bei 130 Volt um 40 % größer als bei 110 Volt, wodurch sich der geringe Unterschied der Kurven 1 und 2 erklärt.

Der Einfluß der Kompensation der Reibung kann ebenfalls an den Betriebskurven bei variabler Stromstärke und Spannung (Fig. 43) nachgewiesen werden; denn bei kleiner Stromstärke und kleiner Spannung liegen die Betriebskurven wesentlich tiefer als bei kleiner Stromstärke und hoher Spannung.

4. Betriebskurve bei verschiedenem Leistungsfaktor.

Hier gilt

$$u = a.\cos(\varphi + \delta - \lambda + \gamma) \text{ für induktive Belastung}$$
$$u = a.\cos(\varphi - \delta + \lambda - \gamma) \text{ für Kondensatorwirkung.}$$

Wird $\delta - \lambda + \gamma = -0^0 30'$ gesetzt, so ergeben sich die Abweichungen in Prozenten vom Sollwert $\cos\varphi$, die in Kurvenform in Fig. 89 gegeben sind. Diese Kurve stimmt mit der Betriebskurve Fig. 52 vollkommen überein, woraus zu schließen ist, daß zwischen den äquivalenten Sinuswellen der Wechselfelder des Zählers eine Abweichung von $\frac{1}{2}^0$ gegen einen Winkel von 90^0 bei induktionsfreier Belastung stattfindet.

5. Betriebskurve bei verschiedener Kurvenform.

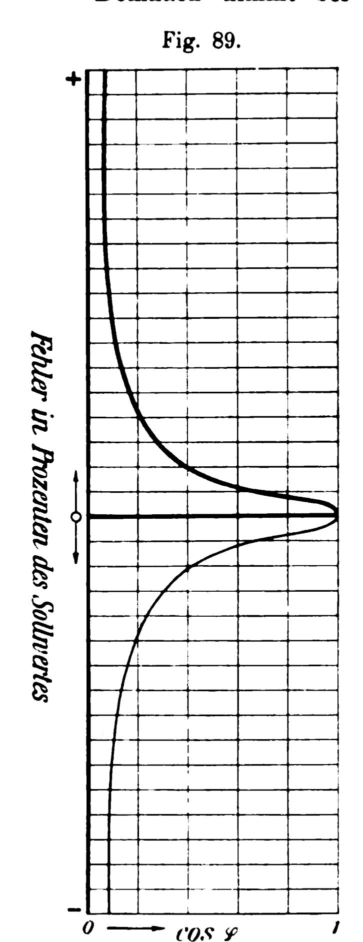
Die Drehzahl ist bestimmt durch

$$u = \frac{a.fEp - b + c.fEp^2}{d + g.fEp^2}.$$

fEp sei wieder dem Strom im Spannungskreis proportional; dieser ist nach S. 352 bei Wechselstrom der Maschine der Union E.-G. (sinusartig) gleich 0,0573 Amp., der Ganzmaschine (spitze Kurve) gleich 0,0471 Amp.

Demnach nimmt bei spitzer Kurve fEp um 19 % gegen den Wert bei sinusartiger Kurve ab, wodurch sich der Gesamtabfall der Betriebskurve bei spitzer Kurvenform, Fig. 56, gegen die Betriebskurve bei sinusartiger Kurve, Fig. 38, erklärt.

Fig. 89.



Die Aenderung im Charakter der beiden Betriebskurven ist der Abnahme der Kompensation der Reibung $c \,.\, fEp^2$ um 40 % zuzuschreiben, und ferner dem Umstand, daß die Spannungskurve der Ganzmaschine mit zunehmender Belastung flacher wird. Die Betriebskurve bei spitzer Kurvenform des Wechselstromes wird demnach bei kleiner Belastung gegen die größere Belastung relativ tiefer liegen müssen als bei der Betriebskurve mit sinusartigem Wechselstrom.

An der Hand der Theorie und der experimentellen Untersuchung haben sich sämtliche Betriebskurven der Zähler erklären lassen.

Während hierdurch die Richtigkeit und Vollständigkeit der aufgestellten Theorie einerseits bestätigt wird, spricht andererseits die Möglichkeit, die Versuchsergebnisse unter allen Variationen erklären zu können, für eine genügende Genauigkeit der Ausführung der Versuche.

Ferner gestattet die Theorie, die Betriebskurven anderer Konstruktionen bis zu einem gewissen Grade vorauszusagen, falls deren elektrische und mechanische Eigentümlichkeiten bekannt sind; die gewonnenen Resultate lassen sich verallgemeinern.

Bei verschiedener Periodenzahl und Spannung ist maßgeblich, in welcher Weise sich das wirksame Spannungsfeld mit der Spannung und Periodenzahl ändert, was sich nach den Verhältnissen des bei den

einzelnen Konstruktionen verschieden ausgebildeten Spannungskreises richtet. Wesentlich ist, in welcher Weise die Kompensation der Reibung und die Bremsung durch das Spannungsfeld sich mit der Spannung und der Periodenzahl ändern.

Bei verschiedenem Leistungsfaktor war die Hauptbedingung: der Winkel zwischen den äquivalenten Sinuswellen des wirksamen Spannungs- und Stromfeldes soll $\frac{\pi}{2}$ betragen, wenn der Leistungsfaktor im äußeren Stromkreis gleich eins ist.

Die Verschiebung kann sich, wenn einmal eingestellt, ändern mit:

1. der Form der Spannungskurven bei verschiedenen Zentralen oder nach der Art und Stärke der Belastung einer Zentrale,

2. mit der Form der Stromkurve, nach der Art, in welcher bei konstanter Spannungskurve die Hysteresis im Eisen des Stromverbrauchers die Stromkurve verzerrt,

3. mit Aenderung der Spannung,

4. mit Aenderung der Periodenzahl,

5. mit Aenderung der Temperatur, da sich dann im Spannungskreis die Verhältnisse ändern können.

Bei verschiedener Kurvenform war die Drehzahl ungefähr dem Formfaktor der Spannungskurve proportional.

Bei verschiedenem Strom und Konstanz der übrigen Größen lassen sich allgemeine Kurven aufstellen.

Ist kein Eisen in den Stromspulen vorhanden, so ist das wirksame Drehmoment im Verlauf der prozentualen Abweichung in Kurve 1, Fig. 90 dargestellt; unter dem Einfluß der Bremsung der Stromspule entsteht Kurve 2. Bei kleiner Stromstärke haben die Kompensation der Reibung und diese selbst Einfluß; überwiegt die erste, so resultiert unter Berücksichtigung der Stoppvorrichtung Kurve 3, überwiegt die Reibung, so resultiert Kurve 4.

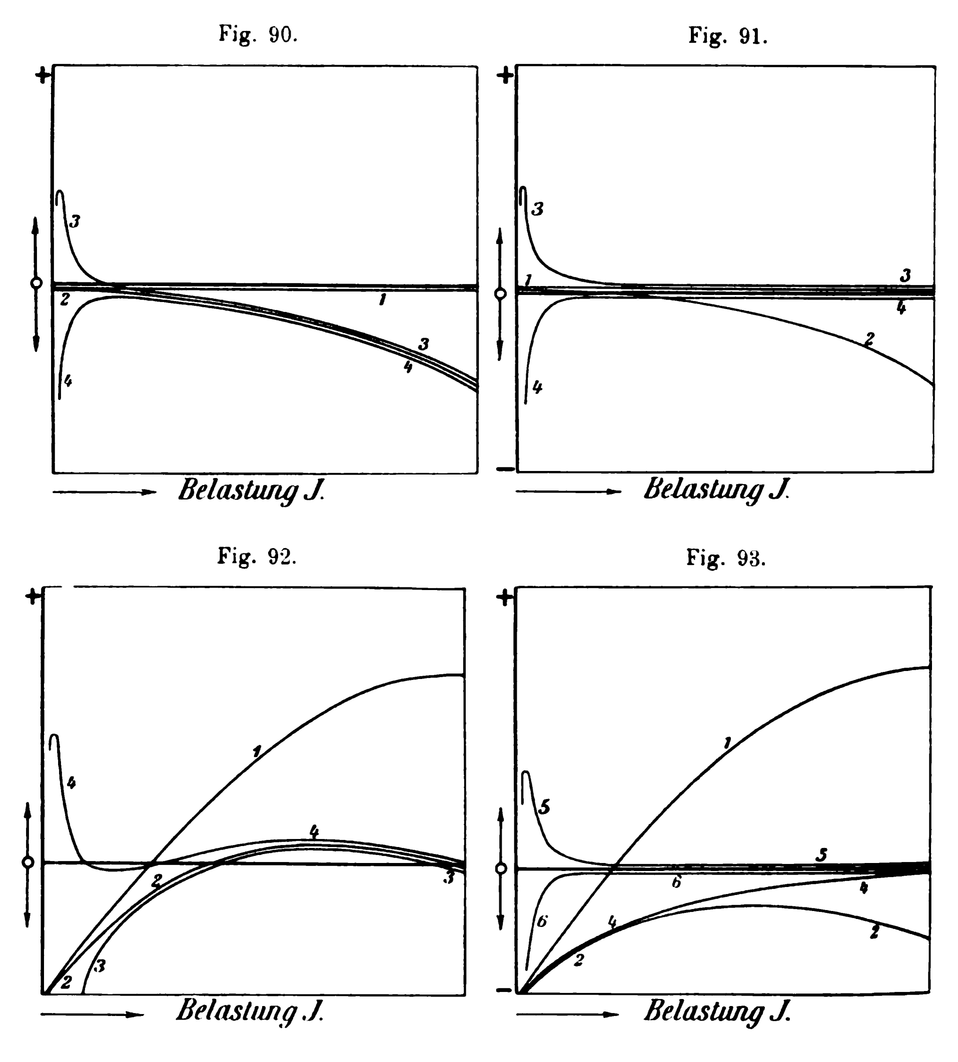
Kurven 3 und 4 sind die allgemeinen Betriebskurven bei variablem Strom, falls die Stromspule kein Eisen enthält.

Wird nun der Einfluß der Bremsung kompensiert (S. 310), so geht Kurve 2, Fig. 90 und 91 wieder in Kurve 1 über. Unter dem Einfluß der Reibung und der Kompensation der Reibung entstehen je nach dem Ueberwiegen der einen oder der anderen die Kurven 3 und 4, Fig. 91.

Ein Zähler mit einer solchen Betriebskurve (3 und 4) hat, abgesehen von ganz kleinen Belastungen, eine w i r k l i c h e K o n s t a n t e.

Bei Anwesenheit von Eisen in der Stromspule ergibt sich für

die prozentuale Abweichung des wirksamen Drehmomentes bei Variation des Stromes Kurve 1, Fig. 92. Durch den Einfluß der Bremsung der Stromspule geht Kurve 1 in Kurve 2 über. Unter der Wirkung



Fehler in Prozenten des Sollwertes

einer überwiegenden Kompensation der Reibung oder der Reibung werden die Kurven 3 und 4 erhalten, welche die allgemeinen Betriebskurven bei Variation des Stromes darstellen, wenn die Stromspule Eisen enthält.

Auch hier dient die Kompensation der Bremsung durch das Stromfeld dazu, eine bessere Konstante zu erzielen. Ist Kurve 1, Fig. 93 wieder der Verlauf der prozentualen Abweichung des Stromfeldes bei Variation des Stromes, so geht Kurve 1 durch die Wirkung der Bremsung des Stromfeldes in Kurve 2 über. Unter dem Einfluß der Kompensation der Bremsung möge sich Kurve 4 ergeben. Wird ein konstantes Drehmoment hinzugefügt, so werden, je nach Ueberwiegen der Kompensation der Reibung oder der Reibung, angenähert die Kurven 5 und 6 erhalten. Ein solcher Zähler besitzt also ebenfalls eine gute Konstante.

Aber die Kompensation der Bremsung durch das Stromfeld wirkt noch in anderer Weise sehr günstig. Es wird neuerdings [1]) darauf hingewiesen, daß die mittlere Belastung des Zählers zwischen 6 und 10 % seiner Kapazität liegt, welche nach dem maximal etwa auftretenden Wattverbrauch der Installation bemessen wird; es ist also besonderes Gewicht darauf zu legen, daß der Zähler für diesen Teil der Belastung genaue Angaben macht. Nun ist im allgemeinen die Genauigkeit der Angaben bestimmt durch das Verhältnis des Widerstandsmoments der Reibung, die sich mit der Zeit ändern kann, zum wirksamen Drehmoment, und durch die Bremsung des Stromfeldes. Das Widerstandsmoment der Reibung liegt fest; das wirksame Drehmoment ist in seiner Größe abhängig von der magnetischen Anordnung, der Größe des Spannungsfeldes und des Stromfeldes. Das wirksame Drehmoment soll möglichst groß werden.

Es ist magnetisch die Anordnung bei zylindrischem Anker stets günstiger als bei Scheibenanker, jedoch geht man der billigen Herstellung und sonstiger praktischen Vorteile wegen zu letzterem über.

Das Spannungsfeld hat in der Praxis einen Wert, dessen Vergrößerung deshalb nicht angängig ist, weil der Wattverbrauch im Nebenschluß erhöht werden müßte; dem widerspricht die praktische Forderung, daß der Wattverbrauch im Nebenschluß möglichst klein sein soll, und dieser wird sogar als Zeichen der Güte für die Konstruktion angegeben und als Konkurrenzmittel benutzt.

Es bleibt also zur Vergrößerung des wirksamen Drehmomentes gegenüber dem Widerstandsmoment der Reibung und damit zur Erreichung genauer Zählerangaben bei geringer Belastung nur die Vergrößerung des Stromfeldes. Dieser war wieder durch die Wirkung der Bremsung des Stromfeldes eine Grenze gesetzt.

---

[1]) Reed, American meter practice. New York 1903. S. 168.

Wird diese Wirkung der Bremsung kompensiert, so steht nichts mehr im Wege, das Stromfeld beliebig zu vergrößern, damit aber auch das wirksame Drehmoment gegenüber dem mit der Zeit veränderlichen Widerstandsmoment der Reibung und die Genauigkeit der Zähler bei kleiner Belastung.

Was die praktische Untersuchung anbelangt, so hat sich folgendes ergeben: Ist ein Zähler für ein Netz mit bestimmter Spannung, Periodenzahl und Kurvenform geeicht, so besitzt er für die vorkommenden Schwankungen in dem Netz große Genauigkeit der Angaben.

Die Untersuchungen der Zähler waren im Interesse des allgemeinen Verhaltens der Instrumente außerordentlich weit über die praktischen Grenzen der Schwankungen der Periodenzahl, Spannung und des Leistungsfaktors ausgeführt. Insbesondere kommt eine derartig spitze Kurvenform des Wechselstromes, wie sie teilweise, um den Einfluß der Kurvenform klarzulegen, verwendet wurde und sehr starke Fehler ergab, in der Praxis nicht vor.

Die Genauigkeit der Zählerangaben im Verein mit dem geringen Eigenverbrauch und der Eigenschaft, daß der motorisch bewegliche Teil nur aus einer soliden Scheibe oder Zylinder besteht, sichern dem Wechselstromzähler nach Ferrarisschem Prinzip die erste Stelle unter allen Instrumenten zum Messen des Verbrauches in Wechselstromkreisen.

Die Arbeit wurde auf Anregung des Herrn Prof. Roeßler unternommen.

Besonderer Dank gebührt dem Direktor des Laboratoriums der Königl. Technischen Hochschule Berlin, Herrn Prof. Wedding, für die Unterstützung mit den reichen Mitteln des Laboratoriums, sowie den Firmen für die Ueberlassung von Versuchsapparaten.

Die Vorgänge in Ein- und Mehrphasengeneratoren.

Von

J. Rezelman,

Oberingenieur der Société „Ateliers de Constructions Electriques de et à Charleroi".

Mit 72 Abbildungen.

Einleitung.

Das Verhalten der Wechselstrommaschinen ist schon häufig in der Literatur behandelt worden; die hierbei aufgestellten Diagramme berücksichtigen im allgemeinen nur teilweise die Vorgänge, welche in den Maschinen auftreten; da nun eine gegebene Maschine unter ganz verschiedenen Verhältnissen arbeiten kann (z. B. gesättigt oder ungesättigt), so ist es möglich, daß dieses Diagramm schon nicht mehr für eine und dieselbe Maschine allgemeingültig ist; ebenso kann das Diagramm einer Maschine, wobei gewisse Vernachlässigungen zulässig sind, auch nicht mehr allgemeingültig sein für alle Maschinen derselben Gattung.

Umsoweniger gilt das vereinfachte Diagramm einer bestimmten Gattung auch für Maschinen anderer Gattungen.

Ein Universaldiagramm müßte ohne Unterschied allen Faktoren Rechnung tragen, welche auf den Spannungsabfall Einfluß haben; ein solches Diagramm würde zwar einen großen theoretischen Wert besitzen, aber notwendigerweise für ein graphisches Verfahren zu verwickelt und unübersichtlich werden.

Für die Praxis ist es wichtiger, für jede Gattung von Maschinen genau über die Hauptfaktoren unterrichtet zu sein, sowohl ihrem Sinne als auch ihrem genauen Werte nach, und davon getrennt die Nebenfaktoren und ihren Einfluß zu kennen. Abgesehen von einigen Meinungsverschiedenheiten betreffs des genauen Wertes dieser Hauptfaktoren ist man jetzt wohl einig über die Wahl derselben; es wird aber in Zukunft immer noch übrig bleiben, weitere neue Nebenerscheinungen aufzusuchen und nur durch genaue Bestimmung des Einflusses dieser letzteren wird man zu genauen Werten der ersteren gelangen können.

Die vorliegende Abhandlung soll ein Beitrag zu dieser Aufsuchung sein, indem auf anschauliche Weise die Vorgänge, welche in den Wechselstrommaschinen stattfinden, getrennt und behandelt werden.

Im ersten Teil unserer Arbeit, der rein theoretisch ist, betrachten wir eine ideale Maschine vom Type der asynchronen Mehrphasenmotoren, welcher ja die Wechselstrommaschinen in ihrer allgemeinsten Form darstellt.

Bei dieser Maschine sollen Stator und Rotor vollständig identisch sein, d. h. sie sollen dieselbe Anzahl Nuten, dieselbe Wicklung und dabei vollständig sinusförmige Felder besitzen; in dieser einfachen Maschine suchen wir nun die verschiedenen Faktoren, welche in Betracht kommen können, auf. Dabei gelangen wir gleich zu Anfang zu den verwickelten Vorgängen, welche in Einphasenmaschinen auftreten, und nur die Anordnung von spezialen Wicklungen auf unserer idealen Maschine gestattet uns, die verschiedenen Vorgänge, welche in den praktischen Maschinen auftreten, getrennt und dadurch präzis verfolgen zu können und schließlich auf eine relativ einfache Auffassung zurückzuführen.

Da es bei der Aufstellung eines Diagramms a priori vollständig gleichgültig ist, auf welche Weise vorgegangen wird (die Resultate müssen ja immer dieselben sein, sobald die verschiedenen Elemente richtig ihrem Wesen und ihrer Wirkung nach in Rechnung gezogen worden sind), so ist es ganz gleichgültig, ob man mit Amperwindungen, Feldern oder den den Feldern entsprechenden E.M.K. arbeitet; nur die Vorstellung ist verschieden.

Wir basieren uns im folgenden nur auf die Wechselwirkung der Felder, den einzig sich physikalisch in den Maschinen äußernden Vorgängen. Da der Begriff der Selbstinduktion auf Feldveränderung beruht, so können wir auch unsere Methode die der Selbstinduktion nennen. Die sogenannte Selbstinduktionstheorie, so wie sie von Behn-Eschenburg irrtümlich eingeführt worden ist, hat man infolge falscher Resultate wieder verlassen müssen; diese Methode ist aber richtig gestellt, wenn man von dem der jeweiligen Belastung entsprechenden magnetischen Zustand ausgeht, und es ist klar, daß dann diese Methode ebensogut wie jede andere zum Ziele führen muß. Im vierten Teile wird gezeigt, daß man mittels dieser Methode zu einer einfachen Konstruktion der Belastungskurve für konstante Erregung gelangt, und zwar daß man, trotz Sättigung der Feldmagnete und Einführung eines Quer- und Gegenfeldes, ein Diagramm erhält, welches nur aus Kreisen und Kreisbögen besteht. Im fünften Kapitel werden die mit der idealen

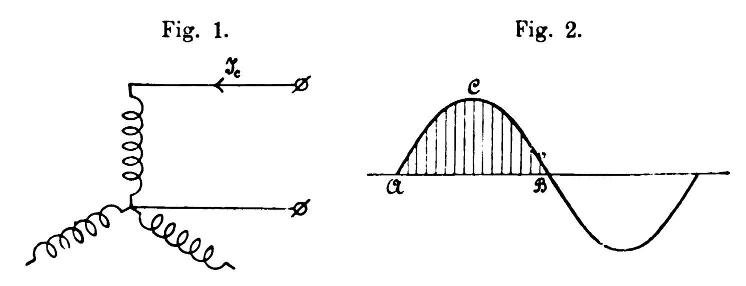
Maschine gewonnenen Resultate auf praktische Einphasenmaschinen angewandt und wir gelangen dabei zu einem sehr charakteristischen Diagramm. Sämtliche Resultate werden an der Hand eingehender Untersuchungen erläutert.

Erster Teil.

Erzeugung von Wechselfeldern.

a) Erzeugung eines Wechselfeldes. Schicken wir durch eine der Phasen des Stators einen Gleichstrom J_c (Fig. 1), so wird dieser, indem er die Windungen dieser Phase durchfließt, eine solche Verteilung der magnetomotorischen Kraft dem Luftraum entlang her-

Fig. 1. Fig. 2.



vorrufen, daß das resultierende magnetische Feld fast sinusförmig verlaufen wird.

Die Fläche ABC (Fig. 2) gibt uns dann ein Maß für den totalen Kraftfluß $\overline{\psi}$, welcher den Luftraum durchsetzt und in den Rotor eintritt.

Drehen wir jetzt den Rotor mit der Geschwindigkeit v, so wird der Kraftfluß in jeder der Rotorspulen zwischen $+\overline{\psi}$ und $-\overline{\psi}$ variieren und diese Feldveränderung wird in jeder der Rotorphasen eine sinusförmige E.M.K. vom Effektivwerte $\hat{E}_\nu$ und der Frequenz ν erzeugen.

Wir können dieselben Feldveränderungen, ohne den Rotor zu drehen, hervorrufen; es genügt nämlich, durch die Statorphase statt des Gleichstromes J_c einen sinusförmigen Wechselstrom von der Frequenz ν und der maximalen Stärke $\overline{J}_\nu = J_c$ zu schicken; der Effektivwert dieses Magnetisierungsstromes wird also $\hat{J}_\nu = \frac{\overline{J}_\nu}{\sqrt{2}} = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ sein und es gibt dann solche Rotorstellungen, für welche die in einer

Rotorphase induzierte E.M.K. wieder $\hat{E}_\nu$ ist; dabei muß man an den Statorklemmen dieselbe Spannung $\hat{E}_\nu$ haben.

Es ist ersichtlich, wenn wir dieselbe Spannung $\hat{E}_\nu$ auf die Klemmen einer Rotorphase setzen, daß der aufgenommene Magnetisierungsstrom ebenfalls $\frac{J_c}{\sqrt{2}}$ sein wird und wir können dann auch an einer Statorphase eine E.M.K. $\hat{E}_\nu$ von der Frequenz ν messen.

b) Feld von doppelter Frequenz. Schicken wir nun durch eine Rotorphase den Wechselstrom $\hat{J}_\nu$ von der Frequenz ν und drehen wir ihn mit der synchronen Geschwindigkeit v, so können wir die zwei folgenden Fälle unterscheiden:

1. Der Wechselstrom geht durch seinen Maximalwert genau in dem Augenblick, wo die Spulen der betrachteten Rotor- und Statorphase einander gegenüberstehen.

2. Der Wechselstrom passiert den Wert Null im selben Augenblick, wo die Rotorspulen denjenigen des Stators gegenüberstehen.

Betrachten wir den ersten Fall. Im Augenblick, wo die Rotor- und Statorspulen einander gegenüberstehen, geht der Strom durch seinen Maximalwert; das Feld besitzt also seinen Maximalwert im Augenblick, wo der Kraftfluß eines Rotorpoles vollständig in den entsprechenden Pol des Stators eintreten kann. Nach einer Viertelperiode befinden sich die Rotorspulen genau über der Mitte der entsprechenden Statorspulen; in diesem Augenblick ist der Strom Null und es existiert weder ein Feld im Rotor noch im Stator.

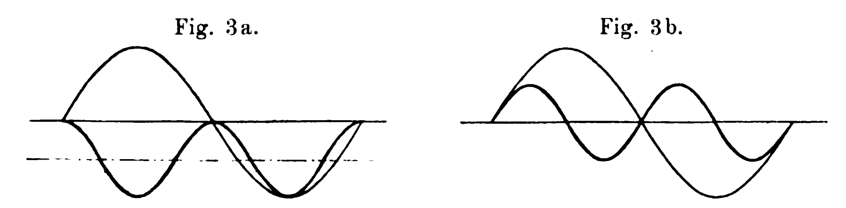
Abermals nach einer Viertelperiode befinden sich die Spulen wiederum einander gegenüber, der Strom, welcher seine Richtung geändert hat, besitzt aufs neue seinen Maximalwert und der ganze Kraftfluß eines Rotorpoles tritt vollständig in den entsprechenden Statorpol ein; jedoch der Rotorpol, welcher vorher positiv war, als sein Kraftfluß eine Statorspule durchsetzte, ist jetzt negativ und schickt seinen Kraftfluß in entgegengesetzter Richtung in die folgende Statorspule hinein, welche selbst gerade vorher vom Nachbarpole des Rotors durchsetzt wurde, der in dem Augenblick negativ war.

Man ersieht hieraus deutlich, daß in einer gegebenen Statorspule die Feldveränderung zwischen $+\overline{\psi}$ und Null (oder $-\overline{\psi}$ und 0) stattfindet, d. h. das Feld verändert wohl seine Stärke, nicht aber seine Richtung (Fig. 3a).

Betreffs der Frequenz dieser Aenderung sehen wir, daß sie die doppelte von der des Rotors ist. Nämlich, während die Variation $\frac{d\psi}{dt}$

des Rotorfeldes von + Maximum, durch 0, nach — Maximum geht, so geht die des Stators von 0, + Maximum, durch 0, — Maximum, nach 0, sie ist also von doppelter Frequenz (siehe in Fig. 3a die Veränderung der Tangente). Wenn übrigens das Rotorfeld sinusförmig ist, so wird die von ihm herrührende Feldveränderung im Stator ebenfalls sinusförmig verlaufen, und infolgedessen auch die induzierte E.M.K.; ferner wird sein Effektivwert derselbe sein wie der an den Klemmen des Rotors, denn obgleich die Amplitude der Feldveränderung halb so groß ist, ist seine Geschwindigkeit doppelt so groß, somit $\hat{E}_{2\nu} = \hat{E}_{\nu}$.

Im zweiten erwähnten Fall erzeugt man ebenfalls im Stator ein Feld von doppelter Frequenz. Im Augenblick, wo der Strom seinen


Fig. 3a. Fig. 3b.

Maximalwert erreicht, befinden sich die Rotorspulen genau über der Mitte der entsprechenden Statorspulen; in jeden Pol des Stators treten ebensoviele positive wie negative Kraftlinien ein, so daß der Kraftfluß pro Spule Null ist.

Zur Zeit, wo die Spulen einander gegenüberstehen, geht der Strom durch Null und das Statorfeld ist ebenfalls Null.

Man erkennt leicht (Fig. 3b), daß hier das Feld in einer Statorspule variiert zwischen:

$$0,\ +\frac{\bar{\psi}}{2},\ 0,\ -\frac{\bar{\psi}}{2},\ 0,\ +\frac{\bar{\psi}}{2},\ 0,\ -\frac{\bar{\psi}}{2},\ 0,$$

während das Rotorfeld variiert von:

$$0,\qquad +\bar{\psi},\qquad 0,\qquad -\bar{\psi},\qquad 0.$$

c) Einphasenmotor. Wenden wir das Vorhergehende auf einen Einphasenmotor an, dessen Rotor, der Einfachheit wegen, zweiphasig gewickelt ist. Wir schicken durch den Stator den Wechselstrom $\hat{J}_{\nu}$, der in demselben ein Wechselfeld $\bar{\psi}_{\nu}$ erzeugt.

Die beiden Phasen des Rotors, wenn er mit der Geschwindigkeit **v** gedreht wird, befinden sich dann genau in den oben getrennt betrachteten Zuständen, d. h. daß während das Feld des Stators variiert zwischen:

$$0, \quad +\bar{\psi}, \quad 0, \quad -\bar{\psi}, \quad 0,$$

das Feld der ersten Phase variiert zwischen:

$$0, \quad +\bar{\psi}, \quad 0, \quad +\bar{\psi}, \quad 0$$

und das der zweiten zwischen:

$$0, +\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, -\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, +\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, -\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0.$$

Die induzierten E.M.K. in jeder der beiden Phasen sind also von derselben Frequenz 2ν, haben denselben Effektivwert $\hat{E}_{2\nu}$ und sind unter sich um 90^0 verschoben.

Nun können wir auch das Feld der ersten Phase auf andere Weise betrachten, nämlich als die Ueberlagerung eines konstanten fixen Feldes $+\frac{\bar{\psi}}{2}$ und eines variablen Feldes, welches von der Form sein muß:

$$-\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, +\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, -\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, +\frac{\bar{\psi}}{2}, \ 0, -\frac{\bar{\psi}}{2}.$$

Wir sehen, daß die Felder der beiden Phasen von der Form sind:

$$\psi_{t_1} = \frac{\bar{\psi}}{2} + \frac{\bar{\psi}}{2} \sin 4\pi \frac{t}{T}$$

und

$$\psi_{t_2} = \frac{\bar{\psi}}{2} \cos 4\pi \frac{t}{T}.$$

Aber dann können wir sie auf andere Weise zusammensetzen. Die beiden Felder $\frac{\bar{\psi}}{2} \sin 4\pi \frac{t}{T}$ und $\frac{\bar{\psi}}{2} \cos 4\pi \frac{t}{T}$ sind die Komponenten eines Drehfeldes von konstanter Intensität $\frac{\bar{\psi}}{2}$, welches im Raume mit einer Geschwindigkeit $2v$ sich bewegt.

Das Wechselfeld des Stators finden wir im Rotor wieder als zwei Felder von der Maximalstärke gleich der Hälfte desjenigen des Stators, das eine fest, das andere drehend mit der Geschwindigkeit $2v$; oder auch in Bezug auf den Rotor, welcher selbst mit der Geschwindigkeit v sich bewegt, drehen die beiden Felder mit derselben Geschwindigkeit, aber in entgegengesetztem Sinne. Wir gelangen somit auf anschauliche Weise zu dem wohlbekannten Theoreme von der Zerlegung eines einfachen Wechselfeldes in zwei Felder, welche in entgegengesetzter Richtung mit einer Geschwindigkeit entsprechend der Fre-

quenz des Wechselfeldes sich bewegen und eine Maximalintensität besitzen gleich der Hälfte der des primären Feldes.

Da die Felder durch magnetomotorische Kräfte erzeugt werden, kann man dieses Theorem auch auf magnetomotorische Kräfte ausdehnen und eine Wechsel-M.M.K. $\overline{M}_\nu$ durch zwei M.M.K. vom Werte $\frac{\overline{M}_\nu}{2}$ ersetzen, welche in entgegengesetztem Sinne mit der Geschwindigkeit v sich bewegen.

d) Felder von höherer Frequenz. Geben wir jetzt auf eine Phase des Stators die Spannung $\hat{E}_{2\nu}$ von der Frequenz 2ν und treiben wir den Rotor mit derselben Geschwindigkeit v an.

Der Stator wird dann einen Magnetisierungsstrom vom Effektivwerte $\hat{J}_{2\nu} = \frac{\overline{J}_{2\nu}}{\sqrt{2}} = \frac{\overline{J}_\nu}{2\sqrt{2}} = \frac{J_c}{2\sqrt{2}}$ aufnehmen.

Der Maximalwert des Kraftflusses eines Poles wird $\frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2}$ sein, ein Wechselfeld, das wir wieder durch zwei Felder vom Maximalwert $\frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{4}$ ersetzen können, welches in Bezug auf den Stator mit den Geschwindigkeiten $+ 2\,v$ und $- 2\,v$ sich bewegten.

Da der Rotor mit der Geschwindigkeit $+ v$ sich bewegt, wird derselbe diese Felder mit den Geschwindigkeiten $+ v$ und $- 3\,v$ durchschneiden, d. h. daß zwei E.M.K., die eine von der Frequenz ν und vom Effektivwerte $\frac{\hat{E}_\nu}{4}$, die andere von der Frequenz 3ν und vom Effektivwerte $\frac{3\,\hat{E}_{3\nu}}{4}$, erzeugt werden.

Die resultierende E.M.K. wird also einen Effektivwert

$$\hat{E}_{\nu,\,3\nu} = \sqrt{\left(\frac{\hat{E}_\nu}{4}\right)^2 + \left(\frac{3\,\hat{E}_{3\nu}}{4}\right)^2} = \frac{1}{4}\,\hat{E}\,\sqrt{10} = 0{,}791\,\hat{E}\ ^{1)}$$

haben.

[1]) Man weiß bekanntlich, daß der Effektivwert der Resultante mehrerer E.M.K. von verschiedener Frequenz gleich ist der Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate der Effektivwerte der Komponenten. Dasselbe Theorem kann man auf Ströme anwenden.

Zweiter Teil.

Kurzschlußströme.

Jetzt, wo wir den Einfluß der Felder des primären Teiles auf die Wickelungen des sekundären Teiles und umgekehrt kennen, wollen wir auf unseren ersten Fall zurückkommen, wo eine Phase des Stators mittels des Gleichstromes J_c erregt war, während der Rotor sich mit der Geschwindigkeit v bewegte. Wir haben gesehen, daß in diesem Falle in jeder Phase des Rotors eine E.M.K. $\hat{E}_\nu$ von der Frequenz ν induziert wird.

Sei R der Ohmsche Widerstand einer Rotorphase und L sein Selbstinduktionskoeffizient [1]) (auch Induktanz genannt); diese Werte werden dieselben für eine Phase des Stators sein, da er dem Rotor vollkommen identisch ist; mit anderen Worten, derselbe Strom ruft im Rotor wie im Stator dasselbe Feld hervor.

Für die Frequenz ν wird die Reaktanz gleich $2\pi.\nu L$ und die Impedanz $\sqrt{R^2 + (2\pi.\nu L)^2}$ sein.

Im folgenden wollen wir annehmen, daß die Geschwindigkeit v und infolge die Frequenz ν groß genug ist, um den Ohmschen Widerstand R gegenüber der Reaktanz $2\pi\nu L$ vernachlässigen zu können.

[1]) Der Selbstinduktionskoeffizient, definiert durch $\frac{d\psi}{dJ}$, und den wir hier wieder einführen, ist in Mißkredit geraten infolge falscher Anwendung (z. B. dadurch, daß man ihn als konstant betrachtete für eine gesättigte Maschine bei gegebener Erregung). An seine Stelle hat man die Theorie der Amperwindungen, Reaktion etc. eingeführt, welche aber alle sich auf den allgemeinen Begriff des Selbstinduktionskoeffizienten

$$L = \frac{d\psi}{dJ} = f\left(\frac{d\psi_1}{dJ}, \frac{d\psi_2}{dJ}, \frac{d\psi_3}{dJ}, \ldots\right)$$

zurückführen lassen, und es ist einleuchtend, daß eine richtige Anwendung dieses allgemeinen Begriffes ebensogut zum Resultat führen muß. Obgleich die Amperwindungsmethode sehr anschaulich ist und viele Praktiker sagen werden, keine Selbstinduktionskoeffizienten nötig zu haben, so muß man nicht vergessen, daß dabei die Gewohnheit viel mitspricht, und daß der Begriff des Selbstinduktionskoeffizienten sicher nicht weniger anschaulich ist, denn er beruht auf den Feldveränderungen, also auf den wesentlichsten Vorgängen, welche in unseren Maschinen stattfinden. Vorläufig beschränken wir uns darauf zu bemerken, daß für die nichtgesättigte Maschine mit Vollpolen, d. h. mit einem Polbogen gleich Polteilung, welcher Fall dem unsrigen entspricht, der Koeffizient $\frac{d\psi}{dJ}$ konstant ist, so daß das Kreisdiagramm (Behn-Eschenburg) vollständig anwendbar ist.



Kapitel I.

Kurzschluß einer Phase.

a) Kurzschlußstrom gleich dem Magnetisierungsstrom. Schließen wir eine Rotorphase in sich selbst kurz; dies entspricht einem Einphasenalternator in Kurzschluß. Der Strom in dieser Phase wird den Effektivwert $\hat{J}_\nu = \frac{\hat{E}_\nu}{2\pi \, . \, \nu L}$ haben und der Winkel der Phasenverschiebung zwischen der E.M.K. und dem Strome $\hat{J}_\nu$ wird annähernd 90^0 sein, da $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi\nu L}{R = 0} = \infty$. Da nun die E.M.K. $\hat{E}_\nu$ selbst um 90^0 ihrem Felde nacheilt, so wird der Strom $\hat{J}_\nu$ durch seinen Maximalwert hindurchgehen im Augenblicke, wo die Pole des Rotors und des Stators einander gegenüberstehen; da zu gleicher Zeit die magnetomotorischen Kräfte genau entgegengesetzt gerichtet sind und die Selbstinduktionskoeffizienten identisch sind, so muß, damit Gleichgewicht herrscht, in diesem Augenblicke der Wechselstrom denselben Wert wie der Gleichstrom besitzen, folglich $\overline{J}_\nu = J_c$ und $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$.

Hieraus können wir den wichtigen Schluß ziehen: Der Kurzschlußstrom besitzt denselben Wert wie der Magnetisierungsstrom. Infolge der Nebenerscheinungen gestaltet sich in Wirklichkeit das Resultat nicht so einfach.

b) Einfluß der höheren Harmonischen. Wir befinden uns folgendem System gegenüber: im Stator einen Gleichstrom J_c, im Rotor einen Wechselstrom vom Werte $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$, welch letzterer seinen Maximalwert (gleich J_c) erreicht, im Augenblicke, wo die beiden Phasen des Rotors und des Stators einander gegenüberstehen. In diesem Augenblicke sind die magnetomotorischen Kräfte gleich und entgegengesetzt und es tritt somit kein Feld durch den Luftraum. Eine Viertelperiode später geht der Rotorstrom durch Null und das Statorfeld wird aufs neue den Wert $\overline{\psi}$ annehmen.

Diese Feldveränderungen im Stator entsprechen genau dem schon weiter oben beschriebenen Fall (S. 396). Wir haben gesehen, daß alsdann in jeder Phase des Stators eine E.M.K. $\hat{E}_{2\nu}$ erzeugt wird, vom selben Effektivwerte wie die des offenen Rotors, aber von doppelter Frequenz. Allein die Statorphase, welche zur Erregung dient, ist not-

wendigerweise geschlossen; es wird sich darin infolgedessen ein Strom doppelter Frequenz entwickeln, welcher sich über den Gleichstrom lagert und mit diesem einen undulierenden Strom bildet, dessen Effektivwert gleich der Quadratwurzel der Summe der Quadrate der Einzelströme ist.

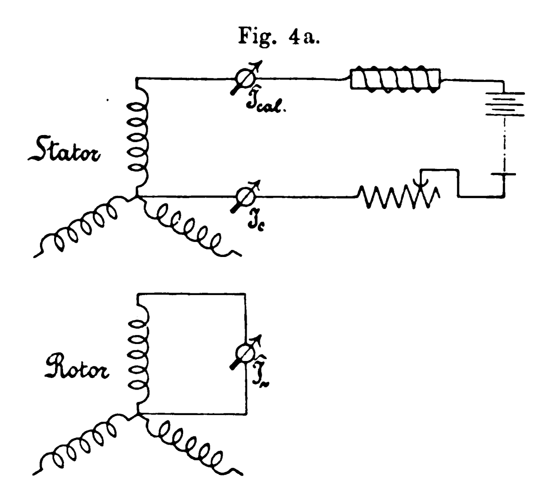
Dieses Resultat kann auf einfache Weise experimentell kontrolliert werden; zu diesem Zwecke schalten wir im Erregerstromkreis ein Gleichstromampermeter, ein kalorisches Ampermeter und einen Regulierwiderstand ein.

Ist die E.M.K. der Gleichstromquelle gleich E_c und regulieren wir den Erregerstrom bei offenem Rotor, bis beide Instrumente in Serie den Wert $J_c = \frac{E_c}{R_1}$ anzeigen, so ist in diesem Augenblicke der Widerstand des Gesamtstromkreises gleich R_1.

Schließt man nun den Rotor kurz, so wird man sehen, daß das Gleichstrominstrument denselben Ausschlag beibehält, während das kalorische Ampermeter steigt. Dieses Letzte wird den resultierenden Strom $J_\nu = \sqrt{J_c^2 + \hat{J}_{2\nu}^2}$ anzeigen, wo $\hat{J}_{2\nu} = \frac{\hat{E}_{2\nu}}{\sqrt{R_1^2 + (2\pi 2\nu L)^2}}$.

c) Mittel zur Unterdrückung der höheren Harmonischen. Eine nähere Betrachtung der obigen Formel zeigt, wie wir uns dieses

Fig. 4a.



Parasitstromes entledigen können; entweder durch Vergrößerung des Ohmschen Widerstandes oder der Selbstinduktion.

Da wir nun den Ohmschen Widerstand nicht verändern können, ohne zu gleicher Zeit den Gleichstrom zu beeinflussen, bleibt uns nichts

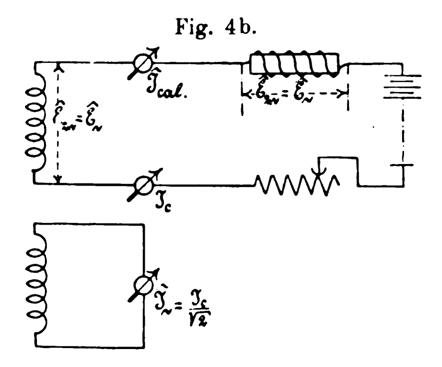
anderes übrig, als in dem Stromkreise eine genügend kräftige Drosselspule einzuschalten (Fig. 4a) und den Regulierwiderstand so einzustellen, bis der Gleichstrom wieder seinen Wert J_c angenommen hat; der Wechselstrom wird vernachlässigbar sein, sobald die beiden Ampermeter wiederum denselben Wert anzeigen.

In diesem Augenblicke wird man in dem kurzgeschlossenen Rotor den Strom vom Effektivwerte $\frac{J_c}{\sqrt{2}}$ und von der reinen Frequenz ν messen können (es ist leicht praktisch dieses Resultat zu erreichen).

Sobald in der Statorphase kein Wechselstrom mehr existiert und somit kein Spannungsabfall, werden wir an seinen Klemmen die Spannung $\hat{E}_{2\nu} = \hat{E}_\nu$ messen [1]).

Auf diese Weise ist die Maschine in ihren Urzustand zurück-

Fig. 4b.



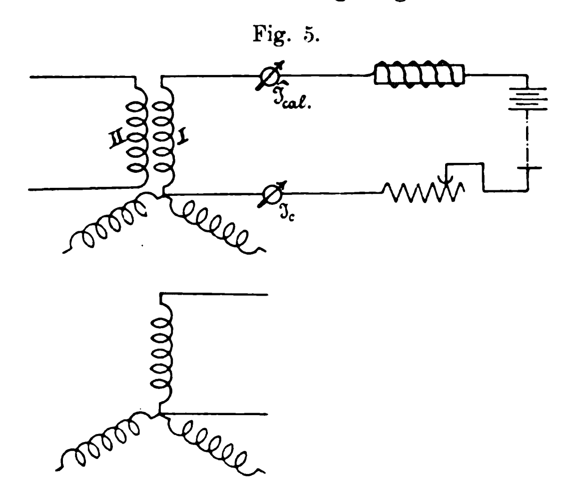
geführt, was uns gestattet, ihr Verhalten ganz unbeeinflußt untersuchen zu können. Bevor wir jedoch an diese Untersuchung herantreten, wollen wir erst noch auf den allgemeinen Fall zurückgreifen, um zu sehen, wie sich der Kurzschlußstrom verhält unter dem Einfluß der höheren Harmonischen, wenn dieselben nicht vernachlässigbar gemacht sind.

d) Allgemeine Methode zur Berechnung des Kurzschlußstromes durch progressive Annäherung. Zur Erleichterung dieser Untersuchung wickeln wir den Stator ein wenig anders, und zwar mit zwei Drähten parallelgeschaltet anstatt eines einzigen Drahtes. Wir bedienen uns dann des ersteren für die Erregung und des zweiten Drahtes, um unsere Beobachtungen zu machen; in elektrischer Beziehung ist nichts verändert, die effektive Drahtzahl bleibt dieselbe (Fig. 5).

[1]) Man wird zu gleicher Zeit die Spannung $\hat{E}_{2\nu}$ an den Klemmen der Drosselspule finden (Fig. 4b).

Wir legen wiederum eine Drosselspule in den Erregerstromkreis von genügender Reaktanz, damit die beiden hintereinander geschalteten Ampermeter annähernd denselben Strom anzeigen; alsdann werden wir an den Klemmen der beiden parallelgewickelten Drähte dieselbe Spannung messen, denn durch den geringen Wert des Ohmschen

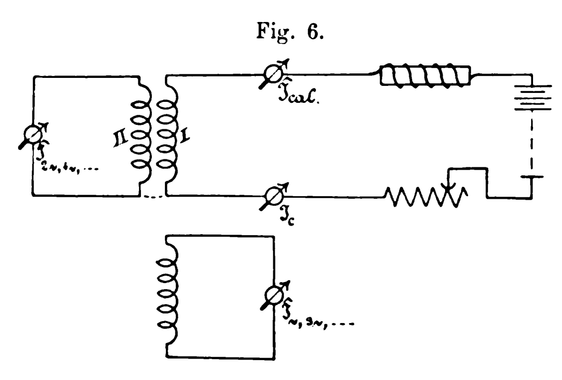
Fig. 5.



Widerstandes des Drahtes ist die Gleichstromspannung vollständig vernachlässigbar im Verhältnis zur Wechselstromspannung.

Wenn wir jetzt auch den zweiten Draht kurz schließen (Fig. 6), wird der Strom von der Frequenz 2ν dieses Stromkreises in dem

Fig. 6.



Stator eine neue magnetomotorische Kraft hervorrufen und ein neues Feld, welches seinerseits neue Ströme im Rotor induziert, von der Frequenz ν und 3ν. Diese Ströme wirken ihrerseits zurück auf den Stator und induzieren in demselben E.M.K. von der Frequenz 2ν und 4ν, welche, entstanden in einem geschlossenen Stromkreise, darin

Ströme von derselben Frequenz erzeugen. Diese letzteren schaffen aufs neue Felder, welche auf den Rotor einwirken und der Rotor wirkt seinerseits zurück. Man sieht hieraus, daß sowohl im Rotor wie im Stator sich Ströme von höherer zu höherer Frequenz entwickeln und daß es nicht zulässig ist, einfach zu schreiben

$$\hat{J}_{\nu\,\mathrm{Rotor}} = \frac{J_c}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad \hat{J}_{2\nu\,\mathrm{Stator}} = \frac{J_c}{\sqrt{2}},$$

als ob die beiden Ströme des Rotors und des Stators sich gegenseitig nicht beeinflussen würden. Es handelt sich nun darum, den endgültigen Gleichgewichtszustand festzustellen.

Zu diesem Zwecke wollen wir nach einer progressiven Annäherungsmethode vorgehen; zuerst denken wir uns den Rotor offen und den Stator von dem Gleichstrome und dem Wechselstrome von doppelter Frequenz durchflossen; wir finden dann gewisse Werte für die Kurzschlußströme des Rotors. Hierauf öffnen wir den Stator, denken uns den Rotor von diesen Strömen durchflossen und suchen den neuen Kurzschlußstrom des Stators; jetzt denken wir uns wieder den Rotor offen u. s. w.

Wir werden auf diese Weise ein Gesetz auffinden, nach welchem die Kurzschlußströme im Rotor und im Stator sich verändern, ein Gesetz, welches uns gestatten wird, ihre Endwerte abzuleiten.

Erste Annäherung. Denken wir uns also den Rotor offen und den Stator vom Gleichstrome J_c und dem Wechselstrome $\hat{J}_{2\nu} = \frac{J_c}{2\sqrt{2}}$ durchflossen. Der Rotor dreht immer mit der Geschwindigkeit v und zu der Zeit, wo die Phasen des Rotors und des Stators einander gegenüberstehen, erreicht der Strom $J_{2\nu}$ seinen Maximalwert. Denn wegen seiner großen Frequenz und seines geringen Ohmschen Widerstandes wird dieser Strom der E.M.K., die ihn erzeugt, annähernd um 90^0 nacheilen; man wird also eine Verschiebung von 180^0 zwischen ihm und dem Felde haben, welches die E.M.K. hervorgerufen hat, d. h. das Rotorfeld, welches in derselben Richtung wie er dreht.

Wir haben es also mit folgenden Feldern zu tun:

a) das Feld $\overline{\psi}$, hervorgerufen vom Gleichstrome, welches feststeht im Raume, d. h. mit einer Geschwindigkeit $+v$ dem Rotor gegenüber sich bewegt.

Dann das Wechselfeld, welches wir in zwei zerlegen:

b) das Feld $\frac{\overline{\psi}}{4}$, drehend mit der Geschwindigkeit $-2v$, dem

Stator gegenüber, d. h. mit der Geschwindigkeit $-\mathrm{v}$ im Verhältnis zum Rotor;

c) das Feld $\frac{\overline{\psi}}{4}$, drehend mit der Geschwindigkeit $+2\mathrm{v}$, dem Stator gegenüber, oder auch mit der Geschwindigkeit $+3\mathrm{v}$ im Verhältnis zum Rotor.

Die beiden Felder a) und b) besitzen dieselbe Geschwindigkeit dem Rotor gegenüber, aber sie bewegen sich in entgegengesetzter Richtung. In dem Augenblick, wo die Spulen des Rotors und des Stators einander gegenüberstehen, überlagern sie sich; wenn die Rotorspulen sich über der Mitte der Statorspulen befinden, sind die Felder genau entgegengerichtet; nachher, wenn die Spulen wiederum sich gegenüberstehen, überlagern sie sich von neuem, aber in entgegengesetztem Sinne von vorher.

In dem Rotor wird also die Feldveränderung von $+\,{}^5\!/_4\,\overline{\psi}$ und $-\,{}^5\!/_4\,\overline{\psi}$ betragen, und die dementsprechend induzierte E.M.K. wird ${}^5\!/_4\,\hat{E}_\nu$ von der Frequenz ν sein. Diese E.M.K. wird sich mit der E.M.K. ${}^3\!/_4\,\hat{E}_{3\nu}$, induziert durch das Feld c), zusammensetzen, so daß der neue Wert des Kurzschlußstromes $\hat{J}_{\nu,3\nu}$:

$$\sqrt{\left(\frac{5}{4}\,\hat{J}_\nu\right)^2+\left(\frac{1}{4}\,\hat{J}_{3\nu}\right)^2}=\sqrt{(25+1)\,\frac{\hat{J}^2_{\nu,3\nu}}{16}}=\frac{5{,}1}{4}\,\hat{J}_{\nu,3\nu},$$

denn der Strom von der Frequenz 3ν ist:

$$\frac{{}^3\!/_4\,\hat{E}_{3\nu}}{\sqrt{R^2+(2\pi 3\nu L)^2}},$$

d. h. für $R=0$:

$$\frac{{}^3\!/_4\,\hat{E}_{3\nu}}{2\pi\,.\,3\nu L}=\frac{1}{4}\,\frac{\hat{E}_{3\nu}}{2\pi\nu L}=\frac{1}{4}\,\hat{J}_{3\nu}.$$

Es ist zu bemerken, daß dieselbe E.M.K. erzeugt worden wäre, wenn die beiden Felder a) und b) in gleicher Richtung gedreht hätten. In diesem Falle würden sie sich einfach überlagern und ein einziges Feld ${}^5\!/_4\,\overline{\psi}$ bilden.

Zweite Annäherung. Denken wir uns jetzt den Draht II geöffnet und den Rotor von den Strömen $({}^5\!/_4\,\hat{J}_\nu,\ {}^1\!/_4\,\hat{J}_{3\nu})$ durchflossen; wir können die Felder zerlegen, ihre Intensität und ihre Geschwindigkeit im Verhältnis zum Stator bestimmen, um daraus die induzierten E.M.K. und schließlich die Kurzschlußströme im Draht II ableiten. Darauf stellen wir uns vor, daß der Draht II von allen diesen Strömen durchflossen wird und der Rotor geöffnet u. s. f.

Der Verlauf dieser Operationen läßt sich übersichtlich in folgendem Tableau zusammenfassen:

J_c im Stator erzeugt im Rotor: $\hat{J}_\nu$,

$\hat{J}_\nu$ im Rotor erzeugt im Stator: $\frac{1}{2}\hat{J}_{2\nu}$,

J_c und $\frac{1}{2}\hat{J}_{2\nu}$ im Stator erzeugt im Rotor:

$$\frac{1}{4}(4\,\hat{J}_\nu,\ \hat{J}_\nu,\ \hat{J}_{3\nu}) = \frac{1}{4}(5\,\hat{J}_\nu,\ \hat{J}_{3\nu}),$$

$\frac{1}{4}(5\,\hat{J}_\nu,\ \hat{J}_{3\nu})$ im Rotor erzeugt im Stator:

$$\frac{1}{8}(5\,\hat{J}_{2\nu},\ \hat{J}_{2\nu},\ \hat{J}_{4\nu}) = \frac{1}{8}(6\,\hat{J}_{2\nu},\ \hat{J}_{4\nu}),$$

J_c und $\frac{1}{8}(6\,\hat{J}_{2\nu},\ \hat{J}_{4\nu})$ im Stator erzeugt im Rotor:

$$\frac{1}{16}(16\,\hat{J}_\nu,\ 6\,\hat{J}_\nu,\ 6\,\hat{J}_{3\nu},\ \hat{J}_{3\nu},\ \hat{J}_{5\nu}) = \frac{1}{16}(22\,\hat{J}_\nu,\ 7\,\hat{J}_{3\nu},\ \hat{J}_{5\nu}),$$

$\frac{1}{16}(22\,\hat{J}_\nu,\ 7\,\hat{J}_{3\nu},\ \hat{J}_{5\nu})$ im Rotor erzeugt im Stator:

$$\frac{1}{32}(22\,\hat{J}_{2\nu},\ 7\,\hat{J}_{2\nu},\ 7\,\hat{J}_{4\nu},\ \hat{J}_{4\nu},\ \hat{J}_{6\nu}) = \frac{1}{32}(29\,\hat{J}_{2\nu},\ 8\,\hat{J}_{4\nu},\ \hat{J}_{6\nu}),$$

J_c und $\frac{1}{32}(29\,\hat{J}_{2\nu},\ 8\,\hat{J}_{4\nu},\ \hat{J}_{6\nu})$ im Stator erzeugt im Rotor:

$$\frac{1}{64}(64\,\hat{J}_\nu,\ 29\,\hat{J}_\nu,\ 29\,\hat{J}_{3\nu},\ 8\,\hat{J}_{3\nu},\ 8\,\hat{J}_{5\nu},\ \hat{J}_{5\nu},\ \hat{J}_{7\nu})$$

$$= \frac{1}{64}(93\,\hat{J}_\nu,\ 37\,\hat{J}_{3\nu},\ 9\,\hat{J}_{5\nu},\ \hat{J}_{7\nu}),$$

— — — — — — — — — — — — — — —

J_c und $\frac{1}{131\,072}(19\,766\,\hat{J}_{2\nu},\ 94\,184\,\hat{J}_{4\nu},\ 43\,796\,\hat{J}_{6\nu},\ 16\,664\,\hat{J}_{8\nu},$ $5036\,\hat{J}_{10\nu},\ 1160\,\hat{J}_{12\nu},\ 191\,\hat{J}_{14\nu},\ 20\,\hat{J}_{16\nu},\ \hat{J}_{18\nu})$ im Stator erzeugt im Rotor:

$$\frac{1}{262\,144}(431\,910\,\hat{J}_\nu,\ 263\,950\,\hat{J}_{3\nu},\ 137\,980\,\hat{J}_{5\nu},\ 60\,460\,\hat{J}_{7\nu},$$
$$21\,700\,\hat{J}_{9\nu},\ 6196\,\hat{J}_{11\nu},\ 1351\,\hat{J}_{13\nu},\ 211\,\hat{J}_{15\nu},\ 21\,\hat{J}_{17\nu},\ \hat{J}_{19\nu}).$$

— — — — — — — — — — — — — — —

e) Aufsuchung des Kurzschlußstromes und seiner Endwerte. Bemerken wir beiläufig, daß alle im Rotor induzierten Ströme von Frequenz gerader Zahl, während die im Stator induzierten von

Frequenz ungerader Zahl sind. Um den Endwert des Kurzschlußstromes aufzusuchen, verfolgen wir wie ein Strom von gegebener Frequenz, z. B. der Strom $\hat{J}_\nu$ des Rotors von der Frequenz ν sich entwickelt. Wir sehen, wie dieser Strom allmählich nach folgender Reihe anwächst:

$$1, \frac{5}{4}, \frac{22}{16}, \frac{93}{64}, \frac{386}{256}, \frac{1586}{1024}, \frac{6476}{4096}, \frac{26333}{16384}, \frac{106762}{65536}, \frac{431910}{262144}. \quad \text{(a)}$$

Diese Reihe ist die Summe folgender:

$$1, \frac{1}{4}, \frac{2}{16}, \frac{5}{64}, \frac{14}{256}, \frac{42}{1024}, \frac{132}{4096}, \frac{429}{16384}, \frac{1430}{65536}, \frac{4862}{262144}. \quad \text{(b)}$$

Es ist klar, daß der Endwert von $\hat{J}_\nu$ gegeben sein wird durch das letzte Glied der Reihe (a), oder was dasselbe ist, durch die Summe aller Glieder der Reihe (b); nun kann die letzte Reihe auf folgende Weise geschrieben werden:

$$1, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}\cdot\frac{3}{6}, \frac{1}{4}\cdot\frac{3}{6}\cdot\frac{5}{8}, \frac{1}{4}\cdot\frac{3}{6}\cdot\frac{5}{8}\cdot\frac{7}{10}, \frac{1}{4}\cdot\frac{3}{6}\cdot\frac{5}{8}\cdot\frac{7}{10}\cdot\frac{9}{12}, \quad \text{(c)}$$

und die Summe dieser Reihe ist $= 2$ [1]), d. h. der Strom $\hat{J}_\nu$ von der Frequenz ν verdoppelt seinen Wert.

Der Endwert des Stromes von der Frequenz 2ν läßt sich auf gleiche Weise ermitteln; er ist das letzte Glied der Reihe:

$$\frac{1}{2}, \frac{2}{6}, \frac{29}{32}, \frac{130}{128}, \frac{562}{512}, \frac{2380}{2048}, \frac{9949}{8192}, \frac{41226}{32768}, \frac{169769}{131072},$$

welche die Summe folgender Reihe ist:

$$\frac{1}{2}, \frac{2}{8}, \frac{5}{32}, \frac{14}{128}, \frac{42}{512}, \frac{132}{2048}, \frac{429}{8192}, \frac{1430}{32768}, \frac{4862}{131072},$$

---

[1]) Denn es ist:

$$\sqrt{1-x} = 1 - \frac{x}{2} - \frac{1}{2.4}x^2 - \frac{1.3}{2.4.6}x^3 - \frac{1.3.5}{2.4.6.8}x^4 - \frac{1.3.5.7}{2.4.6.8.10}x^5 \ldots$$

Für $x = 1$:

$$0 = 1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{2.4} - \frac{1.3}{2.4.6} - \frac{1.3.5}{2.4.6.8} - \frac{1.3.5.7}{2.4.6.8.10} - \ldots,$$

mit 2 multipliziert:

$$2 = 1 + \frac{1}{4} + \frac{1.3}{4.6} + \frac{1.3.5}{4.6.8} + \frac{1.3.5.7}{4.6.8.10} + \ldots,$$

eine Reihe, welche nichts anderes ist als die obige Reihe (c).

d. w. s.:

$$2\left(\frac{1}{4}+\frac{2}{16}+\frac{5}{64}+\frac{14}{256}+\frac{42}{1024}+\frac{132}{4096}+\frac{429}{16384}+\frac{1430}{65536}+\frac{4862}{262144}+\ldots\right)=2\,\{(\text{Reihe b})-1\}=2\,(2-1)=2.$$

Der Endwert dieses Stromes von der Frequenz 2ν ist also ebenfalls gleich 2. Diese beiden Werte einmal ermittelt, ist es unnötig das Gesetz aufzusuchen, nach welchem die Werte von $\hat{J}_{3\nu}$, $\hat{J}_{4\nu}$ — — etc. anwachsen, eine Untersuchung, welche so wie so nicht ohne Schwierigkeiten sein wird.

Es genügt, sich in die Erinnerung zurückzurufen, daß im Gleichgewichtszustande (wenn alle Ströme von der Frequenz Null bis zur Frequenz unendlich) sich entwickelt haben werden, sämtliche entstandene Felder sich aufheben müssen. Nun ruft jeder Strom in dem Stator zwei Drehfelder hervor, welche in entgegengesetzter Richtung drehen, und im Verhältnis zum Stator die Geschwindigkeiten 0, $\pm 2v$, $\pm 4v$, $\pm 6v$, ... besitzen.

Jeder Strom im Rotor erzeugt Felder, welche in entgegengesetzter Richtung drehen und dem Rotor gegenüber die Geschwindigkeiten $\pm v$, $\pm 3v$, $\pm 5v$, ... besitzen oder auch dem Stator gegenüber die Geschwindigkeiten 0 und $-2v$, $+2v$ und $-4v$, $+4v$ und $-6v$ ..... Da Gleichgewicht herrscht, so muß das Statorfeld, welches sich mit der Geschwindigkeit $+2pv$ bewegt, gleich dem Rotorfelde sein, welches die gleiche räumliche Geschwindigkeit besitzt.

Schematisch zusammengestellt:

$$\text{Stator: } J_c,\ a\,\hat{J}_{2\nu},\ b\,\hat{J}_{4\nu},\ c\,\hat{J}_{6\nu},\ d\,\hat{J}_{8\nu},\ e\,\hat{J}_{10\nu},$$
$$\text{Rotor: } a_1\,\hat{J}_{\nu},\ b_1\,\hat{J}_{3\nu},\ c_1\,\hat{J}_{5\nu},\ d_1\,\hat{J}_{7\nu},\ e_1\,\hat{J}_{9\nu},$$

und weil $a = 2$ und $a_1 = 2$, so folgt daraus:

$$\text{Stator: } J_c,\ 2\,\hat{J}_{2\nu},\ 2\,\hat{J}_{4\nu},\ 2\,\hat{J}_{6\nu},\ 2\,\hat{J}_{8\nu},\ 2_{10\nu},$$
$$\text{Rotor: } 2\,\hat{J}_{\nu}.\ 2\,\hat{J}_{3\nu},\ 2\,\hat{J}_{5\nu},\ 2\,\hat{J}_{7\nu},\ 2\,\hat{J}_{9\nu},$$

d. h. $b = b_1 = c = c_1 = d = d_1 = e = e_1 = 2$.

Wir gelangen also zu folgender Schlußfolgerung: der Kurzschlußstrom des Rotors ist die Resultierende einer Reihe von Strömen wachsender, immer ungerader, Frequenz, welche alle denselben Effektivwert $2\hat{J}$ haben; sein Effektivwert wird

$$\hat{J}_r = \hat{J}\sqrt{2^2+2^2+2^2+2^2+\ldots\ldots} = \infty,$$

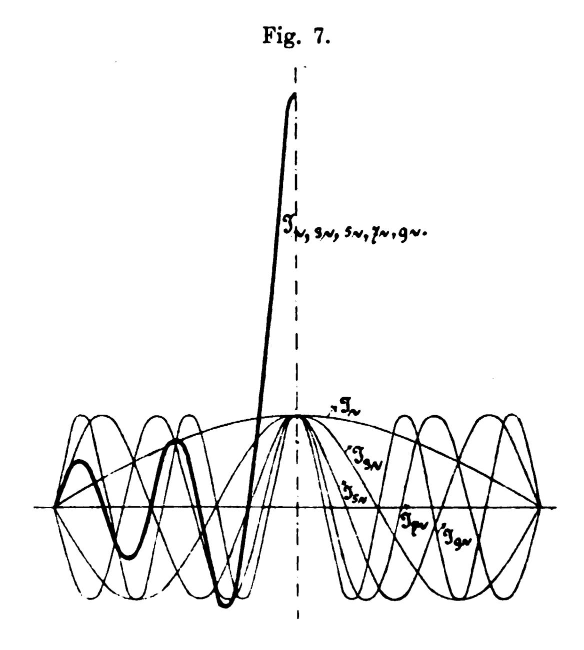
also unendlich groß (Fig. 7).



Dasselbe gilt für den Kurzschlußstrom im Stator, welcher der Resultierende ist einer unendlichen Reihe von Strömen wachsender, aber gerader Frequenz, alle vom selben Effektivwerte $2\hat{J}$.

Obgleich dieses Ergebnis keinen praktischen Wert besitzt, da infolge der Streuung und des Ohmschen Widerstandes, welche wir vollständig vernachlässigt haben, der Kurzschlußstrom immerhin einen gewissen endlichen Wert annehmen wird, ist es doch äußerst interessant, den großen Unterschied zu beobachten, welcher zwischen diesem Falle, dem des Mehrphasengenerators oder dem des Einphasengenerators

Fig. 7.



mit offenem Draht II besteht; während dort der Kurzschlußstrom ein Magnetisierungsstrom ist und demnach hauptsächlich von der Reluktanz des magnetischen Hauptkreises abhängt, sind es hier Streuung und Ohmscher Widerstand, welche seinen Endwert bestimmen.

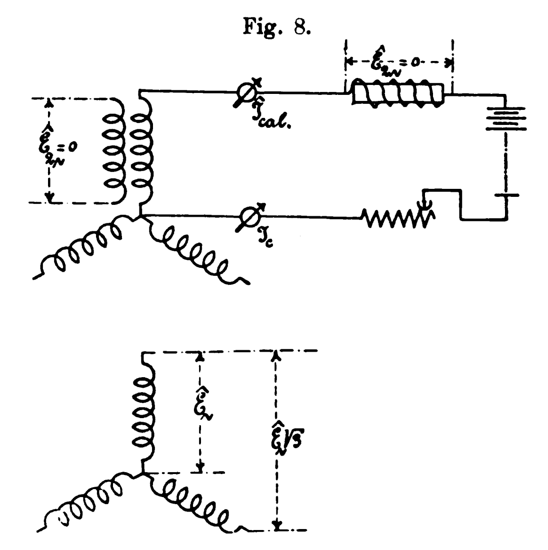
In diesem allgemeinen Falle, welchen wir soeben behandelt haben, haben wir gesehen, daß die magnetomotorischen Kräfte sich das Gleichgewicht halten, und daß infolgedessen weder ein Feld noch eine Spannung daraus resultiert. Es ist nicht ohne Interesse, die Spannungen aufzusuchen, welche im Falle (c) auftreten, wir haben den Fall schon früher behandelt, wo wir uns von den höheren Harmonischen freigemacht hatten.

Hierbei können sich die Felder, obgleich der Rotor kurzgeschlossen ist, ganz unbehindert bilden.

f) Spannungen in den offenen Phasen.

1. Spannungen im Rotor. Wir haben gesehen, daß wir bei offenem Rotor eine Spannung $\hat{E}_\nu$ pro Phase messen; es wird also zwischen zwei Phasen die Spannung $\hat{E}_\nu \cdot \sqrt{3}$ herrschen. Da das Feld im Stator sich nicht verändert, werden in demselben auch keine E.M.K. induziert (Fig. 8). Schließen wir eine Rotorphase kurz, wobei der Draht II des Stators offen gelassen wird, so nimmt der Strom in dieser Phase den Wert $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ an. Betreffs der Spannung in den beiden anderen Phasen, im Augenblicke, wo der Strom $\hat{J}_\nu$ durch Null geht, d. h. in dem Augenblicke, wo die kurzgeschlossene Rotorphase sich

Fig. 8.



um 90° gegen die erregte Statorphase verschoben befindet, tritt in jeder der beiden anderen Rotorphasen der 0,865. Teil des totalen Kraftflusses eines Statorpoles ein $\left(0{,}865 = \frac{\sqrt{3}}{2} = \sin \frac{2\pi}{3}\right)$[1].

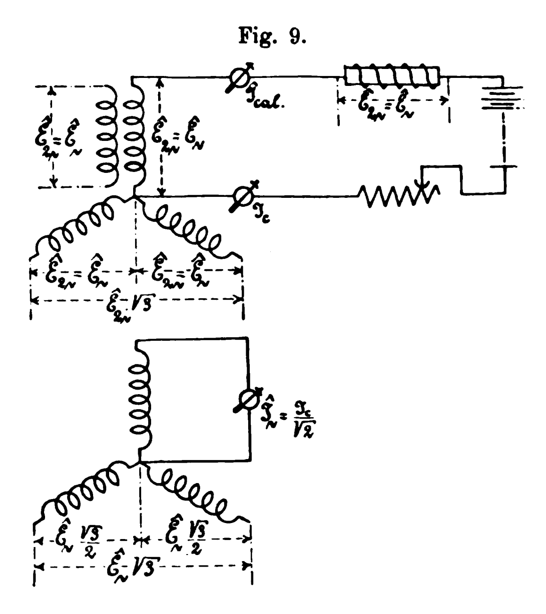
Eine Viertelperiode später existiert überhaupt kein Feld mehr, und in den beiden Phasen wird also im selben Augenblicke das Feld Null sein. Es folgt daraus, daß die E.M.K. in jeder Phase $0{,}865\ \hat{E}_\nu$ sein wird und daß die beiden E.M.K. in Phase sind, da ihre Felder zu gleicher Zeit ihren Maximalwert und Nullwert erreichen.

Die Spannung zwischen den beiden Phasen wird also einfach die Summe $1{,}73\ \hat{E}_\nu$ sein, d. h. genau dieselbe, als wenn die dritte

[1]) Siehe unter Bemerkung S. 413.

Phase geöffnet wäre (Fig. 9). Man kann immer eine Dreiphasenwicklung als eine zweiphasige ansehen, wenn man eine Phase und die beiden anderen in Serie als die andere Phase betrachtet, und es zeigt sich hier, daß diese spezielle Dreiphasenwicklung denselben wohlbekannten Vorteil einer gewöhnlichen Zweiphasenwicklung besitzt, daß

Fig. 9.



nämlich die beiden Wicklungen absolut keinen Einfluß aufeinander ausüben.

2. Spannungen im Stator. Wir können die wechselmagnetomotorische Kraft des Rotors vom Maximalwerte $\overline{M}$ durch zwei andere von der Intensität $\frac{\overline{M}}{2}$ ersetzen, welche in entgegengesetzter Richtung und mit der Geschwindigkeit v dem Rotor gegenüber sich bewegen.

In Bezug auf den Stator wird das eine feststehen, während das andere im Sinne der Bewegung des Rotors mit der Geschwindigkeit 2 v drehen wird. Die feststehende magnetomotorische Kraft $\frac{\overline{M}}{2}$ ist der magnetomotorischen Kraft $\overline{M}$, vom Gleichstrome herrührend, direkt entgegengesetzt, die resultierende magnetomotorische Kraft ist also $\frac{\overline{M}}{2}$.

Wir haben es somit mit zwei Feldern zu tun, das eine fest und von der Intensität $\frac{\overline{\psi}}{2}$, das andere mit der Geschwindigkeit 2 v drehend

und von derselben Intensität. Der Wert des Feldes in der erregten Phase wird also gleich:

$$\psi_{t_1} = \frac{\bar{\psi}}{2} + \frac{\bar{\psi}}{2} \sin 4\pi \frac{t}{T}.$$

Die beiden anderen Statorphasen umgreifen nur einen Teil des festen Feldes (theoretisch die Hälfte, praktisch ungefähr nur 0,4 Teil) und sie werden vom drehenden Felde durchschnitten; die Feldveränderung ist also von der Form:

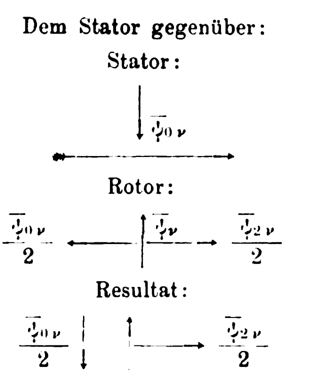
$$\psi_{t_2} = \alpha \frac{\bar{\psi}}{2} + \frac{\bar{\psi}}{2} \sin \left(4\pi \frac{t}{T} + \frac{2\pi}{3}\right)$$

und

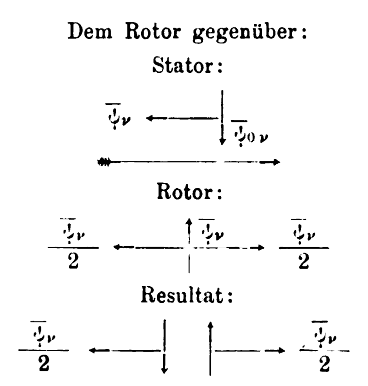
$$\psi_{t_3} = \alpha \frac{\bar{\psi}}{2} + \frac{\bar{\psi}}{2} \sin \left(4\pi \frac{t}{T} + \frac{4\pi}{3}\right).$$

Hieraus folgt, daß in jeder Phase dieselbe E.M.K. $\hat{E}_{2\nu}$ von der Frequenz 2ν induziert wird und daß diese E.M.K. um 120^0 gegeneinander verschoben sind. Die Spannung zwischen den Phasen wird also $\hat{E}_{2\nu} \cdot \sqrt{3}$ sein.

Man kann sich leicht obige Betrachtung durch ein Schema vergegenwärtigen, was übrigens keiner weiteren Erklärung bedarf; es bezieht sich auf den Augenblick, wo der Rotorstrom seinen Maximalwert besitzt.



d. h. ein feststehendes Feld und ein Feld, welches mit doppelter Geschwindigkeit sich bewegt.

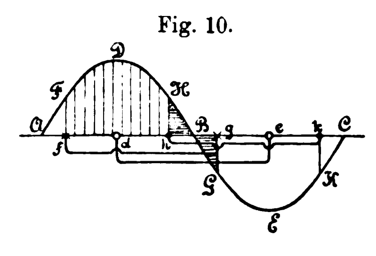


d. h. ein Wechselfeld, welches seinen Nullwert passiert in dem Augenblicke, wo der Strom durch sein Maximum geht.

g) Bemerkung. Wir haben vorher gesagt, daß im Augenblick, wo der Strom in der kurzgeschlossenen Phase durch Null hindurchgeht, der Kraftfluß, welcher die beiden offenen Phasen durch-

setzt, den 0,865. Teil des totalen Kraftflusses des Stators beträgt. Da im weiteren Verlaufe öfters analoge Probleme vorkommen werden, wollen wir ein für allemal angeben, wie man den Kraftfluß bestimmen kann, welcher eine Phase durchsetzt. Wenn man graphisch durch die Ordinaten die Werte des Feldes in jedem Punkte der Wicklung dargestellt, genügt es, die Fläche der Ordinaten zu bestimmen, welche in der Phase enthalten sind, um die Werte des Kraftflusses, der sie durchsetzt, zu erhalten. Man muß natürlich die positiven und die negativen Werte der Ordinaten berücksichtigen. Dementsprechend ist für unseren Fall das feste Feld des Stators durch die Sinusoide A B C (Fig. 10) dargestellt. Die kurzgeschlossene Phase ist um 90° gegen dieses Feld verschoben, sie befindet sich also in dem betrachteten Augenblick in (d—e) und der Wert der Fläche dDBeE ist Null.

Fig. 10.



Die beiden anderen Phasen, welche um 120° verschoben sind, befinden sich in (f—g) und in (h—k), die Werte der Felder, welche sie durchsetzen, sind gegeben durch die Flächen fFBGg und hHBkK, oder was dasselbe besagt, durch f.FH.h und gGKk; man sieht sofort, daß die beiden Felder dem absoluten Werte nach einander gleich sind.

Zur Bestimmung dieses Wertes kann man die Sinusoide von f bis h integrieren, aber es ist leichter, folgende Ueberlegung anzustellen: indem man die drei Phasen durch ein Achsenkreuz von drei Geraden unter 120° darstellt, welches sich mit der Geschwindigkeit v dreht, so kann man sagen, daß der Wert des Feldes, welches jede Phase in einem gegebenen Augenblick durchsetzt, dargestellt ist durch die Projektion des resultierenden Feldes dieses Augenblickes auf die augenblickliche Richtung der Phase.

In unserem Falle, wo das Feld feststeht, muß die kurzgeschlossene Phase einen Winkel von 90° mit dem Felde bilden, damit die Projektion dieses auf dieselbe Null sei, dann sind aber die Winkel zwischen dem Felde und den beiden anderen Phasen 30° und 150° und der Wert der Projektion wird gleich $\overline{\psi}\cos 30^{\circ}$ und $\overline{\psi}\cos 150^{\circ}$ sein, d. h. in absolutem Werte $\frac{\sqrt{3}}{2}\overline{\psi} = 0{,}865\,\overline{\psi}$.

Auf dieselbe Weise fällt die erregte Phase des Stators mit dem Felde zusammen, die Projektionen auf die beiden anderen Phasen sind

$\overline{\psi} \cos 120^0$ und $\overline{\psi} \cos 240^0$, d. h. $\frac{\overline{\psi}}{2}$. Da in Wirklichkeit das sinusförmige Feld nur annähernd erreicht wird, ist dieser Wert praktisch ungefähr 0,4 $\overline{\psi}$ und variiert mit der Anzahl der Nuten pro Phase.

Kapitel II.

Kurzschluß mehrerer Phasen.

a) Kurzschlußstrom und Magnetisierungsstrom. Im ersten Abschnitt des vorherigen Kapitels haben wir gefunden, daß, wenn die höheren Harmonischen unterdrückt sind, der Kurzschlußstrom denselben Wert hat wie der Magnetisierungsstrom; wir können sogar noch weiter gehen und zeigen, daß der Kurzschlußstrom nichts anderes wie ein Magnetisierungsstrom ist. Denn die magnetomotorische Kraft, welche man braucht, um in einem gegebenen magnetischen Kreis ein Feld zu erzeugen, ist dieselbe wie diejenige, welche man braucht, um es aufzuheben, weil der Selbstinduktionskoeffizient in den beiden Fällen der gleiche ist.

Obgleich dieses Ergebnis an und für sich nichts Neues enthält (es ist nur eine andere Darstellung einer bekannten Tatsache), ist es von solcher Wichtigkeit, daß es wert ist, besonders hervorgehoben zu werden. Es sagt uns, daß, wenn eine Wechselstrommaschine, welche sich mit der Geschwindigkeit v dreht und erregt ist und die bei offenem Anker eine Spannung $\hat{E}_\nu$ und bei geschlossenem Anker einen Kurzschlußstrom $\hat{J}_\nu$ erzeugt, dieselbe Maschine als Asynchronmotor, also ohne Erregung, bei derselben Geschwindigkeit einen Magnetisierungsstrom desselben Wertes $\hat{J}_\nu$ aufnehmen wird, sobald die Spannung an den Klemmen den Wert $\hat{E}_\nu$ besitzt [1]).

b) Kurzschluß einer Phase. Wiederholen wir kurz die Hauptresultate, zu welchen wir im vorigen Kapitel gekommen sind. Unter der Annahme, daß der Erregerstromkreis eine genügend große Selbstinduktion besitzt, um die Ströme von der Frequenz 2ν vernachlässigen zu können, und daß die Felder vollständig sinusförmig verlaufen, haben wir gesehen:

1. daß der Kurzschlußstrom $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ den selben Wert hat wie

[1]) Dies ist allgemein gültig, sowohl für Maschinen mit, als auch für Maschinen ohne ausgeprägte Pole.



der Magnetisierungsstrom, welchen die Phase aufnimmt, wenn die Maschine, unerregt, die Spannung $\hat{E}_\nu$ an ihren Klemmen hat;

2. daß in jeder der beiden offenen Phasen eine Spannung 0,865 $\hat{E}_\nu$ erzeugt wird, in Phase mit dem Kurzschlußstrome und infolgedessen in Phase unter sich, so daß man an den Klemmen der beiden Phasen hintereinander die Spannung 1,73 $\hat{E}_\nu$ mißt.

Diese Resultate sind in den Fig. 11 und 11a schematisch dargestellt.

Wir haben ferner gefunden, daß die beiden hintereinander geschalteten Phasen mit der dritten Phase eine wirkliche Zweiphasen-

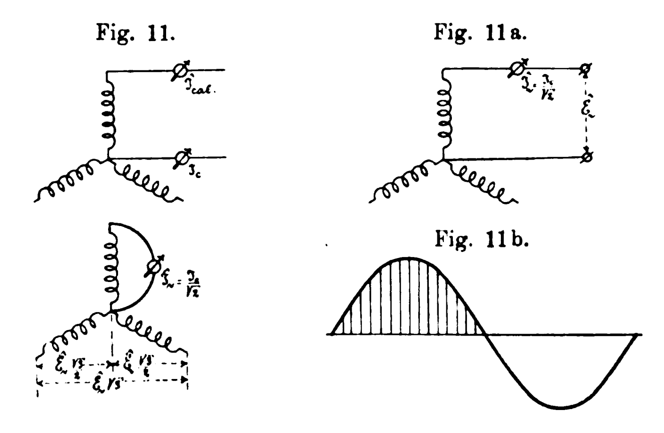


Fig. 11. Fig. 11a. Fig. 11b.

wicklung bildet, welche die Eigenschaft besitzt, daß die beiden Phasen vollständig voneinander unabhängig wirken.

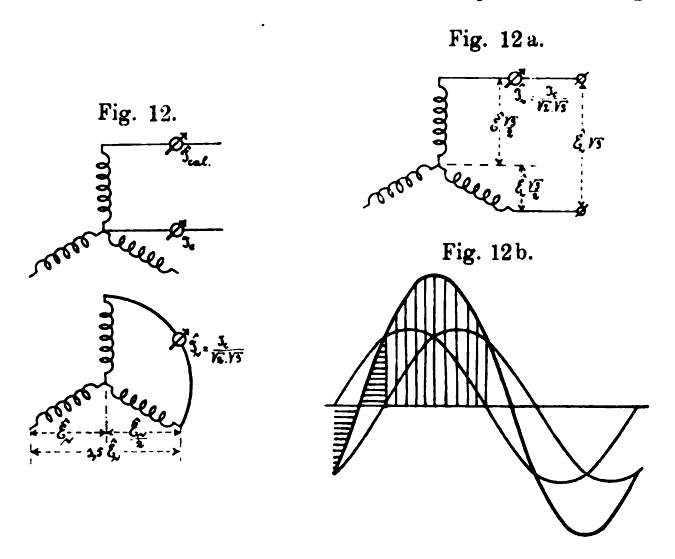
c) Kurzschluß zweier hintereinander geschalteten Phasen. Es folgt aus dem Vorhergehenden, daß, wenn wir zwei Phasen hintereinander kurzschließen, während die dritte offen ist, sich dieselben Vorgänge wie im vorigen Falle abspielen werden.

Wir können also ohne weiteres schreiben, daß der Maximalwert des Rotorkraftflusses wieder $\overline{\psi}$ sein wird, und da dieser Kraftfluß aus zwei anderen, einander gleichen und notwendigerweise in gleicher Phase sich befindenden Feldern resultiert, welche aber von Wicklungen erzeugt werden, die um 120° gegeneinander verschoben sind, folgt, daß der Kurzschlußstrom $\hat{J}_\nu = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ sein wird.

Man kann sich auch für diesen Fall die Spannungen leicht ableiten, welche in den Fig. 12 und 12a eingetragen sind.

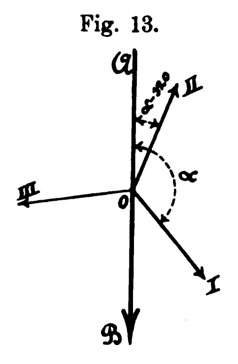
d) Kurzschluß zweier getrennten Phasen. Die Verhältnisse liegen ganz anders, wenn man die beiden Phasen nicht mehr

hintereinander, sondern jede für sich kurzschließt. Die Vorgänge sind viel schwerer zu verfolgen, da die eine Phase von der anderen beeinflußt wird, immerhin ist es sicher, daß der Symmetrie wegen in den


Fig. 12. Fig. 12a. Fig. 12b.

beiden Phasen der gleiche Strom erzeugt wird, nur mehr oder weniger gegeneinander verschoben.

Um den Endzustand des Gleichgewichtes zu studieren, gehen wir von der Tatsache aus, daß notwendigerweise in einer kurzgeschlossenen Phase Gleichgewicht herrschen muß zwischen seinem eigenen Felde und den Feldern der beiden anderen Phasen (Stator und Rotor), welche sie durchsetzen.


Fig. 13.

Wenn A O B die Richtung des festen Statorfeldes $\overline{\psi}_{0\nu}$ darstellt (Fig. 13) und O I, O II, O III die drei Rotorphasen in irgend einer beliebigen Stellung bestimmt durch den Winkel A O I $= \alpha$, und wenn $\overline{\psi}_\nu$ den Maximalwert des Feldes einer Phase, $f_1(\alpha)$ und $f_2(\alpha)$ die Funktionen darstellen, nach welchen die Felder O I und O II sich verändern, so können wir folgende Gleichgewichtsbedingung für O I aufstellen:

$$\overline{\psi}_{0\nu} \cos \alpha = \overline{\psi}_\nu \,.\, f_1(\alpha) + \overline{\psi}_\nu f_2(\alpha) \cos 120^0 \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

und ebenso für O II:

$$\overline{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = \overline{\psi}_\nu f_2(\alpha) + \overline{\psi}_\nu f_1(\alpha) \cos 120^0 . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Funktionen $f_1(\alpha)$ und $f_2(\alpha)$ müssen von derselben Form sein und sich nur durch den Verschiebungswinkel unterscheiden.

Durch Auflösen der Gleichungen (1) und (2) erhält man:

$$\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha = \bar{\psi}_\nu f_1(\alpha) - \frac{1}{2} \bar{\psi}_\nu f_2(\alpha),$$

$$\bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = \bar{\psi}_\nu f_2(\alpha) - \frac{1}{2} \bar{\psi}_\nu f_1(\alpha),$$

woraus:

$$\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha + \bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = \frac{1}{2} \bar{\psi}_\nu f_1(\alpha) + \frac{1}{2} \bar{\psi}_\nu f_2(\alpha),$$

$$\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha - \bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = \frac{3}{2} \bar{\psi}_\nu f_1(\alpha) - \frac{3}{2} \bar{\psi}_\nu f_2(\alpha).$$

Addieren wir zu diesem letzten:

$$3\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha + 3\bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = \frac{3}{2} \bar{\psi}_\nu f_1(\alpha) + \frac{3}{2} \bar{\psi}_\nu f_2(\alpha),$$

so bekommen wir:

$$4\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha + 2\bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = 3\bar{\psi}_\nu f_1(\alpha),$$
$$2\bar{\psi}_{0\nu} \cos \alpha + 4\bar{\psi}_{0\nu} \cos(\alpha - 120^0) = 3\bar{\psi}_\nu f_2(\alpha).$$

Indem man Glied durch Glied dividiert:

$$\frac{f_1(\alpha)}{f_2(\alpha)} = \frac{2\cos\alpha + \cos(\alpha - 120^0)}{\cos\alpha + 2\cos(\alpha - 120^0)} = \frac{\cos\alpha + [\cos\alpha + \cos(\alpha - 120^0]}{\cos(\alpha - 120^0) + [\cos\alpha + \cos(\alpha - 120^0)]}.$$

Nun ist:

$$\cos\alpha + \cos(\alpha - 120^0) = 2\cos(\alpha - 60^0)\cos 60^0 = \cos(\alpha - 60^0),$$

$$\frac{f_1(\alpha)}{f_2(\alpha)} = \frac{\cos\alpha + \cos(\alpha - 60^0)}{\cos(\alpha - 120^0) + \cos(\alpha - 60^0)} = \frac{2\cos(\alpha - 30^0)\cos 30^0}{2\cos(\alpha - 90^0)\cos 30^0}$$
$$= \frac{\cos(\alpha - 30^0)}{\cos(\alpha - 90^0)}.$$

$\cos(\alpha - 30^0)$ und $\cos(\alpha - 90^0)$ sind zwei Funktionen von α von der gleichen Form, welche sich nur durch den Verschiebungswinkel unterscheiden; wir können somit schreiben:

$$f_1(\alpha) = \cos(\alpha - 30^0) \text{ und } f_2(\alpha) = \cos(\alpha - 90^0) = \sin\alpha.$$

Was den Wert von $\bar{\psi}_\nu$ anbelangt, so folgt er aus einer der vorhergehenden Gleichungen z. B.

$$\bar{\psi}_{0\nu} \cos\alpha = \bar{\psi}_\nu \cos(\alpha - 30^0) - \frac{1}{2} \bar{\psi}_\nu \sin\alpha.$$

Für $\alpha = 0$:

$$\overline{\psi}_{0\nu} = \frac{1}{2}\sqrt{3}\,\overline{\psi}_\nu \quad \text{und} \quad \overline{\psi}_\nu = \frac{2}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}.$$

Es folgt für den Kurzschlußstrom:

$$\hat{J}_\nu = \frac{2}{\sqrt{3}}\,\frac{J_c}{\sqrt{2}} = 1{,}154\,\frac{J_c}{\sqrt{2}}.$$

Die beiden Kurzschlußströme sind also um 60^0 gegeneinander verschoben.

Im Augenblicke, wo die erste Phase sich der erregten Statorphase gegenüber befindet, geht der Strom in der anderen Phase durch Null und sein Feld ist in diesem Augenblicke:

$$\frac{2}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}\cos(-30^0) = \frac{2}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}\,.\,\frac{\sqrt{3}}{2} = \overline{\psi}_{0\nu}.$$

Bei der Weiterbewegung wachsen die beiden Felder an und nach einer Drehung von 30^0 erreicht das erste seinen Maximalwert. Wenn die erregte Statorphase sich über der Mitte der beiden kurzgeschlossenen Phasen befindet ($\alpha = 60^0$), so haben die beiden Ströme den gleichen Augenblickswert und die beiden Felder, deren jedes gleich $\overline{\psi}_{0\nu}$ ist und räumlich um 120^0 verschoben, bilden zusammen ein resultierendes Feld $\overline{\psi}_{0\nu}$, welches das Statorfeld aufhebt.

Endlich wenn die zweite Phase der erregten Statorphase gegenüber zu stehen kommt, so ist es der Strom in der ersten Phase, welcher durch Null geht. Suchen wir das resultierende Feld der beiden Phasen in Richtung des Statorfeldes; dieses ist offenbar:

$$\frac{2}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}\cos(\alpha - 30^0)\cos\alpha + \frac{2}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}\cos(\alpha - 90^0)\cos(\alpha - 120^0).$$

Wir können anstatt dieses Ausdruckes schreiben:

$$\frac{1}{\sqrt{3}}\,\overline{\psi}_{0\nu}\left[\cos(2\alpha - 30^0) + \cos 30^0 + \cos(2\alpha - 210^0) + \cos 30^0\right]$$

$$= \frac{\overline{\psi}_{0\nu}}{\sqrt{3}}\left[\cos(2\alpha - 30^0) + \cos 30^0 + \cos(2\alpha - 30^0 - 180^0) + \cos 30^0\right]$$

$$= \frac{2\overline{\psi}_{0\nu}}{\sqrt{3}}\cos 30^0 = \overline{\psi}_{0\nu}.$$

Dieses Resultat ist sehr merkwürdig, es ist genau der Wert des Statorfeldes und dieses unabhängig von der Rotorstellung (α); es folgt hieraus, daß man überhaupt kein resultierendes Feld bekommt, d. h. es treten

nirgends Spannungen auf, weder an den Klemmen der dritten offenen Rotorphase noch an den Klemmen des Stators.

Es werden also keine höheren Harmonischen hervorgerufen, und da die Spannung an den Klemmen der dritten Phase Null ist, ist es gleichgültig, dieselbe offen zu lassen oder kurzzuschließen, es fließt kein Strom darin (theoretisch wohlverstanden).

Wir gelangen auf diese Weise zu der Auffassung eines Gleichgewichtszustandes für drei Phasen in Kurzschluß, welcher labil ist, weil er nur symmetrisch in Bezug auf zwei Phasen ist, und welcher ganz verschieden von dem stabilen Gleichgewichtszustande ist, welchen

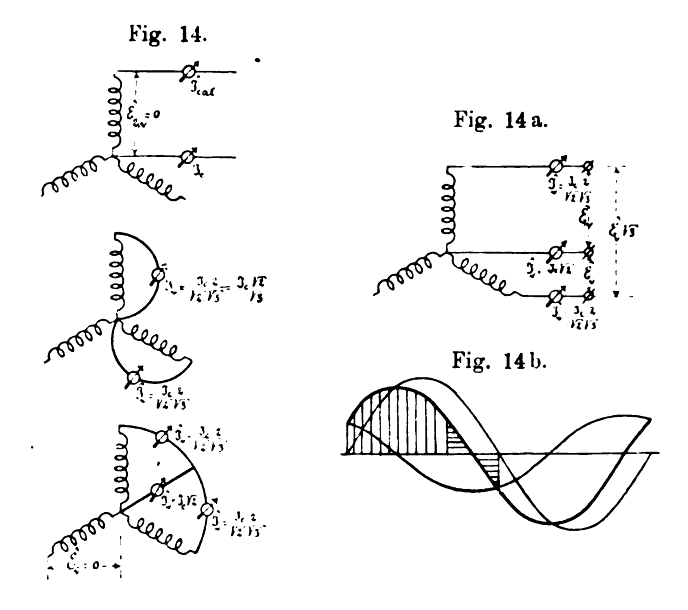

Fig. 14.

Fig. 14 a.

Fig. 14 b.

man bekommt, wenn man die drei Phasen zu gleicher Zeit kurzschließt. Es ist noch interessant zu bemerken, daß der eben behandelte Fall verallgemeinert werden kann; man kann sagen, daß, wenn zwei Phasen, die um einen beliebigen Winkel gegeneinander verschoben sind, von Strömen durchflossen werden, die denselben Effektivwert besitzen und verschoben sind um den Supplementswinkel, ein vollständig konstantes Drehfeld erzeugt wird.

Der Beweis dieses Theorems ist sehr einfach und wir wollen nicht weiter darauf eingehen.

Anderseits ist es sehr leicht, die Magnetisierungsströme zu finden, wenn man auf zwei Phasen um 120° verschobene Spannungen $\dot{E}_v$ anbringt, indem man schreibt, daß diesen Spannungen das Gleichgewicht

gehalten wird durch die E.M.K., welche durch die Veränderung ihres eigenen Feldes und durch diejenige des Feldes der anderen Phase erzeugt wird (Fig. 14 und 14a).

e) Kurzschluß dreier Phasen. Schließt man die drei Phasen jede in sich kurz, so ist es einleuchtend, daß die Ströme, die darin erzeugt werden, ganz einfach um 120° gegeneinander verschoben sein und in jeder Phase ihren Maximalwert in dem Augenblicke erreichen werden, wo diese Phase der erregten Statorphase gegenübersteht. Es

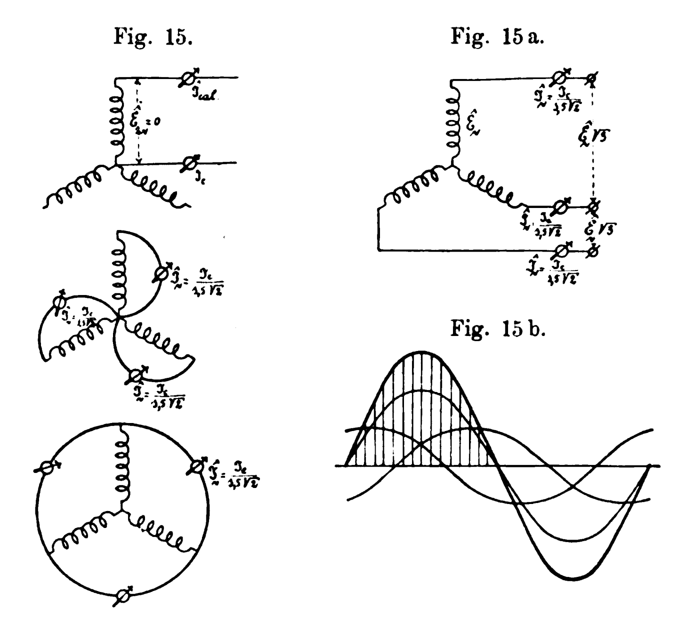


Fig. 15. Fig. 15a. Fig. 15b.

genügt, eine beliebige Stellung ins Auge zu fassen, um den Wert des Kurzschlußstromes zu bestimmen.

Wählen wir den Augenblick, wo in der ersten Phase der Strom ein Maximum ist, zur selben Zeit besitzen die Ströme der beiden anderen Phasen denselben Wert und sind von entgegengesetzter Richtung; die Resultierende ihrer Felder wird sich also derart zum Felde der ersten Phase addieren, daß das Gesamtfeld, welches dem Statorfeld $\bar{\psi}_{0\nu}$ das Gleichgewicht hält, gleich ist:

$$\bar{\psi}_\nu - 2\,\frac{\bar{\psi}_\nu}{2}\cos 120^0 = 1{,}5\,\bar{\psi}_\nu,$$

woher:

$$\bar{\psi}_\nu = \frac{1}{1{,}5}\,\bar{\psi}_{0\nu} \quad \text{und} \quad \hat{J}_\nu = \frac{1}{1{,}5}\,\frac{J_c}{\sqrt{2}}. \quad \text{(Fig. 15 und 15a.)}$$

Bemerkung. Die erhaltenen Resultate sind ziemlich auffällig; so ist z. B. beim Kurzschluß einer Phase der Strom geringer, als wenn zwei Phasen getrennt kurzgeschlossen werden (Fig. 11 und 14); anderseits ist beim Kurzschluß zweier Phasen hintereinander der Strom kleiner, als wenn alle drei Phasen zusammen kurzgeschlossen werden (Fig. 12 und 15).

f) Kurzschluß zweiphasiger Maschinen. Zur Vervollständigung dieses Kapitels wollen wir noch rasch die verschiedenen Fälle betrachten, welche eine Zweiphasenmaschine uns bieten kann.

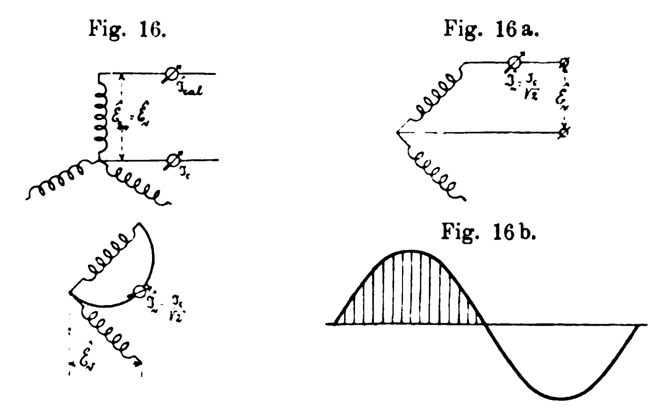


Fig. 16. Fig. 16 a. Fig. 16 b.

Der Kurzschluß einer Phase unterscheidet sich nicht wesentlich von dem analogen Falle der Dreiphasenmaschine.

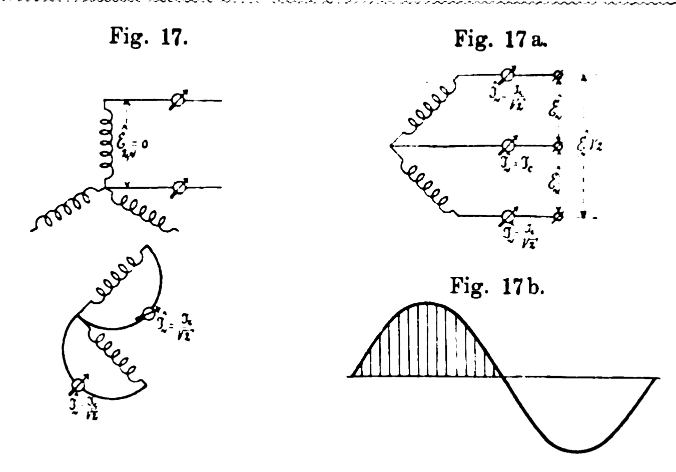
Wir erhalten ebenfalls den Strom $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$, eine Spannung $\hat{E}_\nu$ auf der offenen Phase, welche in Phase mit diesem Strome ist, und außerdem eine Spannung von doppelter Frequenz auf dem Stator (Fig. 16 und 16a).

Beim Kurzschließen der zweiten Phase entsteht hierin ein Strom, welcher um 90^0 gegen den ersten verschoben, aber sonst ohne jeden Einfluß auf denselben ist.

Die beiden Ströme werden somit den Wert $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ besitzen, aber da sie um 90^0 gegeneinander verschoben sind, wird ihr resultierendes Feld in der Richtung des Stators:

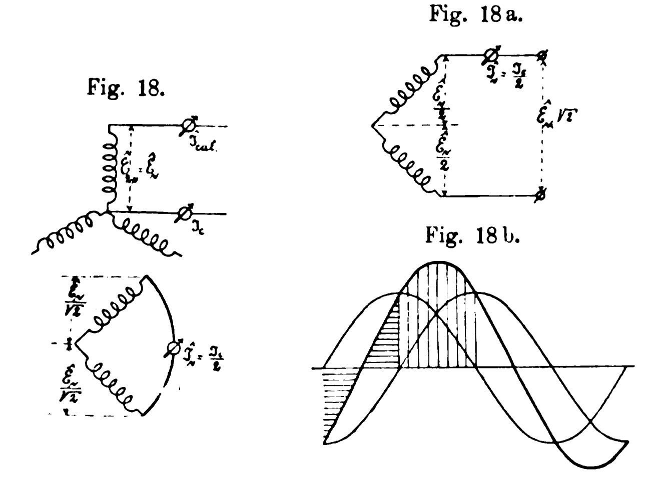
$$\overline{\psi}_\nu \cos\alpha \,.\, \cos\alpha + \overline{\psi}_\nu \sin\alpha \,.\, \cos(\alpha - 90^0) = \overline{\psi}_\nu \cos^2\alpha + \overline{\psi}_\nu \sin^2\alpha = \overline{\psi}$$

Es wird also vollständiges Gleichgewicht bestehen, d. h. keine Spannung auf dem Stator und keine Bildung von höheren Harmonischen (Fig. 17 und 17a).


Fig. 17. Fig. 17a. Fig. 17b.

Schließlich bei Hintereinanderschaltung der beiden Phasen ist das resultierende Feld gleich der Summe der beiden einzelnen um 90° verschobenen Felder und somit der Strom $\hat{J}_\nu = \frac{J_c}{\sqrt{2}\,.\,\sqrt{2}} = \frac{J_c}{2}$.

In jeder Phase treten die E.M.K. $\frac{\hat{E}_\nu}{\sqrt{2}}$ auf, welche sich das Gleich-


Fig. 18. Fig. 18a. Fig. 18b.

gewicht halten, und auf dem Stator erhalten wir wiederum die Spannung $\hat{E}_{2\nu}$ (Fig. 18 und 18a).

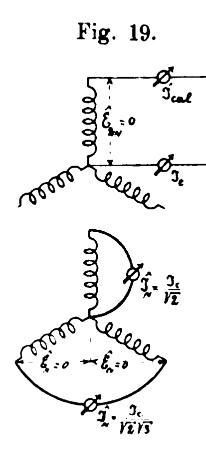
Der Kurzschluß einer Phase und zweier getrennten Phasen bestätigt aufs neue die früher gemachte Bemerkung, betreffend die Unabhängigkeit der beiden Stromkreise einer Zweiphasenwicklung.

Unsere Spezialmaschine gestattet die Verwirklichung dieser Un-

abhängigkeit, welche nicht möglich ist bei Maschinen mit ausgeprägten Polen (siehe viertes Kapitel).

Mit Hilfe dieser Tatsache wollen wir eine letzte Schaltung des Dreiphasenmotors behandeln, nämlich den Kurzschluß zweier Phasen hintereinander, während die dritte in sich kurzgeschlossen ist.

Fig. 19.



Wir haben früher gesehen, daß bei offener dritten Phase in derselben eine Spannung $\hat{E}_v$ erzeugt wurde, genau als ob die beiden anderen Phasen nicht kurzgeschlossen wären. Beim Schließen dieser dritten Phase wird der Strom somit einfach den Wert $\frac{J_c}{\sqrt{2}}$ annehmen, während der Strom in den beiden anderen Phasen den Wert $\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{J_c}{\sqrt{2}}$ beibehält. Diese beiden Ströme, welche um 90° unter sich verschoben sind, erzeugen ein Drehfeld, welches dem Statorfelde das Gleichgewicht hält (Fig. 19).

Dritter Teil.

Belastungskurven.

Kapitel I.

Charakteristiken einer Einphasenmaschine mit unterdrückten höheren Harmonischen.

Wir haben uns bis jetzt nur mit dem extremen Falle des Kurzschlusses befaßt; es handelt sich nun darum, die Beziehungen zwischen der Klemmenspannung und dem Strome für irgend eine Belastung zu studieren. Wir beginnen diese Studie, indem wir wieder eine Phase des Rotors belasten, während in der erregten Statorphase eine große Selbstinduktion eingeschaltet ist, also der gleiche Fall, für den wir vorher den Kurzschluß behandelt haben.

Durch den Umstand, daß unsere Maschine Vollpole besitzt (d. h. Polbogen gleich Polteilung), ist der Selbstinduktionskoeffizient der Rotorwicklung unabhängig von der Relativstellung des Stators zum

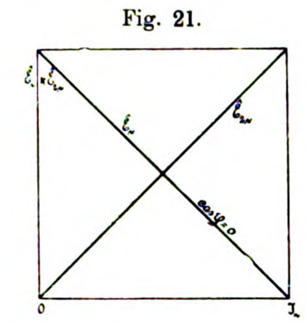
Rotor, und da wir die Maschine als ungesättigt voraussetzen, ist dieser Koeffizient konstant. Hieraus folgt, daß wir das bekannte Kreisdiagramm anwenden können, welches, für konstante Erregung unter Vernachlässigung des Ohmschen Rotorwiderstandes, uns zeigt:

a) daß bei Belastung auf rein Ohmschen Widerstand die Klemmenspannung sich nach einer Ellipse verändert (Fig. 20, $\hat{E}_\nu$),

b) daß bei Belastung auf rein induktiven Widerstand die Klemmenspannung sich nach einer geraden Linie verändert (Fig. 21, $\hat{E}_\nu$).

Fig. 20.

Fig. 21.



Die Spannung an den Klemmen des Stators steigt proportional mit dem Strome $\hat{J}_\nu$ des Rotors, gleichgültig ob der äußere Widerstand ein induktionsfreier oder ein induktiver ist. Das vom Strome herrührende Wechselfeld, welches diesem proportional ist, nimmt an der Drehung des Rotors teil, also in Bezug auf den Stator erhält man im ganzen zwei feste Felder und ein Feld, welches sich mit der Geschwindigkeit 2 v dreht; dieses letztere Feld, welches $\hat{J}_\nu$ proportional ist, erzeugt die E.M.K. im Stator (Fig. 20, $\acute{E}_{2\nu}$ und 21, $\acute{E}_{2\nu}$).

Anstatt nun sofort den Einfluß der höheren Harmonischen auf die Belastungskurve zu studieren, wollen wir zuerst einen einfachen Uebergangsfall behandeln, welcher uns gestattet, die Wechselwirkung zwischen Stator- und Rotorwicklungen in präziser und klarer Weise zu verfolgen.

Kapitel II.

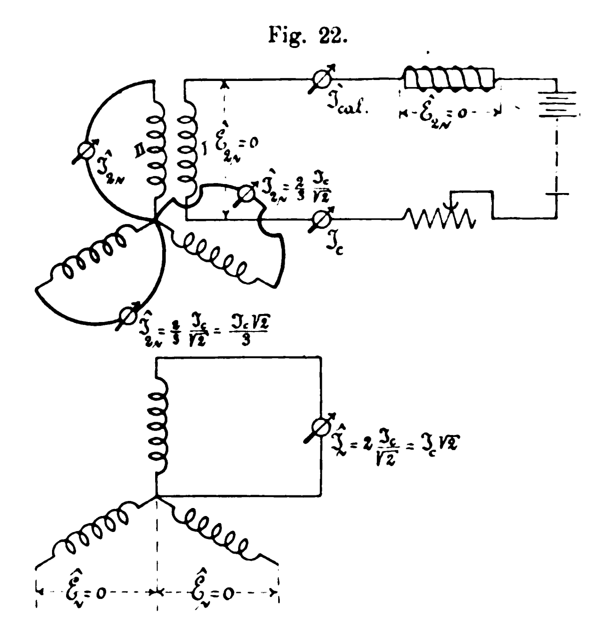
Charakteristiken einer Einphasenmaschine mit geschlossener Dreiphasenwicklung auf dem Stator.

Zur Erregung der Maschine bedienen wir uns wie früher des zweiten Drahtes der Statorphase, mit einer genügend großen Selbstinduktion in seinem Stromkreise, um darin die Bildung von höheren Harmonischen zu verhindern. Auf dem Rotor behalten wir die eine

Phase bei, welche wir, um zu beginnen, kurzschließen. Wir wollen die Belastungskurve des Stators [1]) bestimmen, dessen Dreiphasenwicklung Strom liefert, und getreu unserer Methode ermitteln wir zuerst den Kurzschlußstrom (Fig. 22).

Wir haben früher gesehen, daß das Wechselfeld des Rotors sich in ein Feld zerlegt, welches dem Stator gegenüber feststeht, und in ein zweites, welches mit der Geschwindigkeit 2 v sich bewegt, und daß dieses letztere in den drei Phasen um 120° gegeneinander verschobenen E.M.K $\hat{E}_{2\nu}$ induziert. Durch Kurzschließen dieser drei Phasen entsteht

Fig. 22.



hierin ein Dreiphasenstrom von der Frequenz 2 ν, welcher ein Drehfeld erzeugt, das mit der Geschwindigkeit 2 v im Sinne des Rotors sich bewegt; die Geschwindigkeit dieses Feldes relativ zum Rotor wird also v sein. Um den Wert dieses Feldes zu bestimmen, bemerken wir, daß er unabhängig von der Zeit ist, d. h. daß das Feld von konstanter Stärke, aber veränderlicher Richtung ist; es ist also gleichgültig, welche Augenblicksstellung wir betrachten.

---

[1]) Dieses entspricht einem einphasigen Induktionsmotor; der kurzgeschlossene Einphasenmotor stellt den primären Teil des Motors dar, welcher von einem Magnetisierungsstrom durchflossen wird; der Stator entspricht dem sekundären Teil des Motors, welcher dreiphasig gewickelt ist; das Wechselfeld des primären Teiles bewegt sich synchron zum sekundären Teile.

Wählen wir die Stellung, in der der Strom einer der drei Phasen sein Maximum erreicht, er verteilt sich dann gleichmäßig in den beiden anderen.

Der Maximalstrom der ersten Phase wird ein Feld $\overline{\psi}$ hervorrufen, welches sich derartig mit den beiden Feldern $\frac{\overline{\psi}}{2}$ der anderen Phasen (entsprechend der Natur der Dreiphasenwicklung) zusammensetzt, daß das resultierende Feld den Wert $1,5\ \overline{\psi}$ besitzt (siehe Fig. 15b). Der Strom der dreiphasigen Statorwicklung wird somit den Maximalwert $\frac{\overline{J}_{2\nu}}{2.1,5} = \frac{1}{3}\overline{J}_{2\nu}$ haben. Aber das Feld mit der Geschwindigkeit $2v$, welches mit der Geschwindigkeit v dem Rotor gegenüber sich bewegt, ist von $\overline{\psi}$ auf $1,5 . \overline{\psi}$ gestiegen; infolgedessen wird der Kurzschlußstrom des Rotors von $\hat{J}_\nu$ auf $1,5\ \hat{J}_\nu$ steigen. Dieses zusätzliche Feld, welches auf den Stator zurückwirkt, erzeugt dadurch in demselben ein Anwachsen des Stromes von der doppelten Frequenz von $\frac{1}{3}\hat{J}_{2\nu}$ auf $\frac{1,5}{3}\hat{J}_{2\nu} = \frac{1}{2}\hat{J}_{2\nu}$.

Jetzt wiederum Zurückwirkung auf den Stator und so fort; wir werden also durch progressive Annäherung folgende Endwerte erhalten:

$$\text{im Rotor: } \hat{J}_\nu\left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \frac{1}{8} + \frac{1}{16} + \ldots\right) = \hat{J}_\nu . 2,$$

$$\text{im Stator: } \frac{1}{3}\hat{J}_{2\nu}\left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \frac{1}{8} + \frac{1}{16} + \ldots\right) = \hat{J}_{2\nu} . \frac{2}{3}.$$

Der Kurzschlußstrom des Rotors steigt also aufs Doppelte an, es ist dieses das wohlbekannte Verhältnis zwischen dem Leerlauf- und dem Magnetisierungsstrom eines Einphasenasynchronmotors.

Wir können einen weiteren, sehr wichtigen Schluß ziehen, daß nämlich im Rotor nur Ströme einfacher Frequenz und im Stator nur Ströme doppelter Frequenz erzeugt werden; somit sind die Vorgänge hierbei viel einfacher als bei einer Einphasenwicklung auf dem Stator, wo die höheren Harmonischen die Untersuchung verwickeln und erschweren.

Die eben berechneten Ströme halten sich vollständig das Gleichgewicht, denn wenn s_1 die Anzahl der Windungen pro Phase bedeutet, so ist das Produkt aus Strom und Anzahl Windungen der Einphasenwicklung gleich $2\hat{J}_\nu . s_1$ und für die Dreiphasenwicklung gleich: $\frac{2}{3}\hat{J}_{2\nu} . 3 . s_1 = 2\hat{J}_{2\nu} . s_1$. Die wirksamen primären und sekun-

dären Amperwindungen sind also gleich, eine für das Gleichgewicht notwendige Bedingung.

Wir gelangen zu demselben Resultat, wenn wir von den Feldern ausgehen. Im Stator haben wir den Gleichstrom J_c und den Dreiphasenstrom $\frac{2}{3}\hat{J}_{2\nu}$, dessen Maximalwert $\frac{2}{3}J_c$ ist; der Wechselstrom $2\hat{J}_\nu$ im Rotor besitzt den Maximalwert $2J_c$.

Die resultierenden Felder sind in folgendem Schema dargestellt:

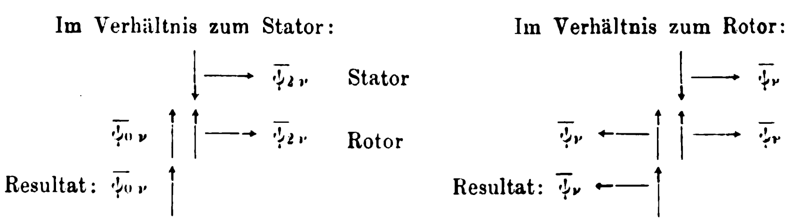
Im Verhältnis zum Stator:		Im Verhältnis zum Rotor:
$\bar{\psi}_{0\nu}$ $\downarrow\ \downarrow\longrightarrow$ $\bar{\psi}_{2\nu}$	Stator	$\bar{\psi}_\nu \longleftarrow\downarrow\ \downarrow\longrightarrow \bar{\psi}_\nu$
$\bar{\psi}_{0\nu}$ $\uparrow\ \uparrow\longrightarrow$ $\bar{\psi}_{2\nu}$	Rotor	$\bar{\psi}_\nu \longleftarrow\uparrow\ \uparrow\longrightarrow \bar{\psi}_\nu$
Resultat: 0		Resultat: 0 [1])

Wir wollen jetzt untersuchen, wie sich die Klemmenspannung bei verschiedenen Belastungen verhält; da nur Ströme einer einzigen Frequenz in jeder Wicklung auftreten, bietet diese Untersuchung keine weiteren Schwierigkeiten.

a) Belastungskurve des Stators. Der einphasige Rotor bleibe wie zuvor kurzgeschlossen, aber man belaste die drei Phasen des Stators induktiv oder induktionsfrei. Da bei induktiver Belastung $\hat{J}_\nu$ linear mit $\hat{J}_{2\nu}$ ansteigt und ebenfalls $\hat{E}_{2\nu}$ linear mit $\hat{J}_{2\nu}$, wird der Spannungsabfall noch proportional mit dem Belastungsstrome verlaufen und die Belastungskurve eine Gerade sein. Es ist auch leicht zu zeigen, daß bei rein Ohmscher Belastung die Kurve eine Ellipse ist. Endlich für eine gemischte Belastung gibt es eine

---

1) Im gewöhnlichen Einphasenmotor fehlt der Gleichstrom. Das Schema wird dann:

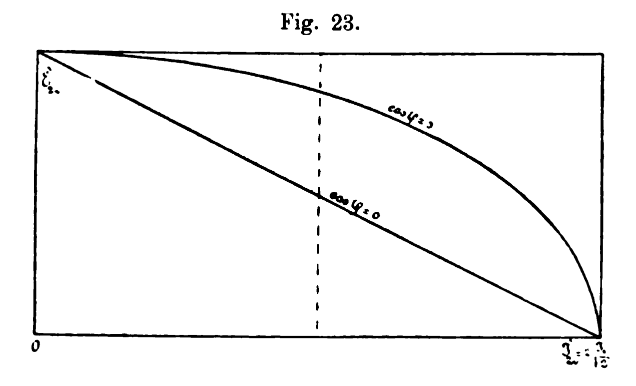


Es bleibt also ein Feld $\bar{\psi}_{0\nu}$ übrig, das unbeweglich ist dem sekundären Teil des Motors gegenüber und welches mit der Geschwindigkeit v relativ zum primären Teil sich bewegt; es induziert hierin dieselbe E.M.K. wie das einfache Wechselfeld bei offenem sekundären Teil.

deformierte Ellipse zwischen der Geraden und der Ellipse bei $\cos \varphi = 1$ (Fig. 23).

b) Belastungskurve des Rotors. Gehen wir jetzt zum entgegengesetzten Falle über, wo der Rotor Strom liefert und die Dreiphasenwicklung des Stators kurzgeschlossen ist. Wir erhalten dann bei induktiver Belastung ebenfalls eine Gerade, und aus denselben

Fig. 23.



Gründen wie vorher wird bei rein Ohmscher Belastung die Kurve eine Ellipse darstellen. Es handelt sich immer um dasselbe Diagramm mit denselben Folgerungen.

Wir bekommen ebenfalls dasselbe Resultat, wenn wir in die dreiphasige Wicklung irgend einen beliebigen induktiven Widerstand einschalten.

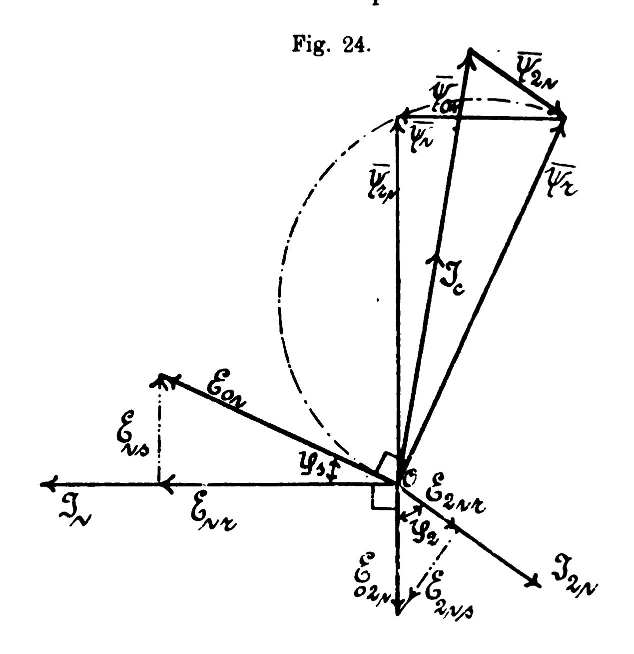
Die Werte der Ströme werden für gleiche Spannungen geringer sein, aber die Form der Charakteristik wird dadurch nicht beeinflußt. Dies ist aber nicht mehr der Fall, wenn wir in die Dreiphasenwicklung des Stators einen festen Ohmschen Widerstand einschalten. Wir bekommen zwar noch eine Gerade, wenn wir den einphasigen Rotor rein induktiv belasten; der Statorstrom von der doppelten Frequenz ist wohl in der Phase, aber immer um denselben Winkel, verschoben, gleichgültig welche die Intensität dieses Stromes ist, und da dieser Strom ein Drehfeld erzeugt, erhalten wir dasselbe Resultat, als wenn der Widerstand in der Dreiphasenwicklung induktiv anstatt induktionsfrei ist. Aber für den Fall einer induktionsfreien Belastung bekommen wir keine Ellipse mehr. Wir haben gesehen, daß die beiden Felder vom Gleichstrom und vom Dreiphasenstrome hervorgerufen, mit gleicher Geschwindigkeit aber in entgegengesetztem Sinne in Bezug auf den Rotor sich bewegen. Falls diese Felder den gleichen Wert besitzen, wirken sie auf den Rotor wie ein einfaches Wechsel-

feld, nämlich induzieren in demselben eine E.M.K. von der Frequenz ν, dessen Effektivwert zwischen 0 und einem gewissen Maximum variieren wird, dieses Maximum ist durch die Lage des Rotors dem einfachen Wechselfelde gegenüber bestimmt.

Wenn jetzt die beiden Felder nicht denselben Wert besitzen, so wird man im Rotor ein resultierendes Drehfeld von elliptischer Form bekommen, ein Feld welches in der Rotorphase mehr oder weniger große E.M.K. erzeugen wird, abermals bestimmt durch die Relativlage der Rotorphase zu diesem Felde.

Anstatt dieses resultierenden elliptischen Drehfeldes wollen wir

Fig. 24.



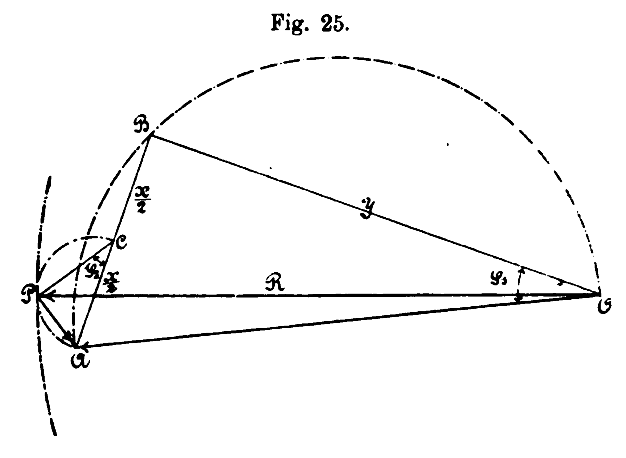
die beiden Wechselfelder betrachten, welche dieses Drehfeld bilden, und, nach einer früher gemachten Bemerkung, ändern wir nichts in Bezug auf die Einphasenwicklung des Rotors, wenn wir die beiden Felder in demselben Sinne anstatt in entgegengesetztem Sinne drehen lassen. Im ersten Falle hängt der Maximalwert des Rotorwechselfeldes nur von der Richtung dieser beiden Felder und von ihrer relativen Verschiebung ab, im zweiten Falle kommt nur die Richtung der Felder und der Winkel zwischen der Wicklungsachse und der Richtung, wo die beiden Felder sich überlagern, in Betracht; wenn die Wicklungsachse genau mit dieser Richtung zusammenfällt, wird die induzierte E.M.K. ein Maximum sein.

Wenn die Ohmschen Widerstände in der dreiphasigen Statorwicklung und der einphasigen Rotorwicklung groß sind, so werden die Ströme in jeder Wicklung wenig gegen ihre E.M.K. verschoben sein.

Es folgt hieraus, daß die Stelle, wo die beiden Statorfelder einander genau entgegengesetzt sind, sich fast in der Mitte der Rotorphase befindet, und daß unter diesen Bedingungen das Rotorfeld nicht verstärkt, sondern abgeschwächt wird. Diese Vorgänge können leicht in einem Diagramm dargestellt werden (Fig. 24).

Wenn $\overline{\psi}_{0\nu}$ das Gleichstromfeld und $\overline{\psi}_{2\nu}$ das Drehstromfeld darstellt, so genügt es einfach sich vorzustellen, daß die beiden Felder

Fig. 25.



in derselben Richtung drehen, um in $\overline{\psi}_r$ das resultierende Rotorfeld und in $\hat{E}_{0\nu}$ die induzierte E.M.K. zu erhalten. $\hat{E}_{0\nu}$ ist $\overline{\psi}_r$ proportional und eilt ihm um 90 ° nach.

Wenn $\hat{J}_\nu$ die Richtung des Rotorstromes darstellt, so wird diese ebenfalls die Richtung des von ihm erzeugten Feldes ψ_ν sein; dieses Feld erzeugt im Rotor eine ihm proportionale Gegen-E.M.K. $\hat{E}_{\nu s}$. Die im Stator induzierte E.M.K. $\hat{E}_{02\nu}$ ist ebenfalls dem Felde $\frac{\overline{\psi}_\nu}{2}$ proportional und weil die Impedanz des Dreiphasenstromkreises unverändert bleibt, werden wir stets zwischen der E.M.K $\hat{E}_{02\nu}$ und dem Strome $\hat{J}_{2\nu}$ dieselbe Verschiebung φ_2 haben. Die E.M.K. sind somit immer den Feldern proportional und die Felder den Strömen, nur sind die beiden ersten um 90 ° gegeneinander verschoben.

Diese Bemerkung gestattet das Diagramm zu vereinfachen so wie in Fig. 25 dargestellt.

Stellt O A das resultierende Feld $\overline{\psi}_r$ vor, so gibt dieser Vektor zu gleicher Zeit ein Maß für die E.M.K. $\hat{E}_{0\nu}$; schlagen wir einen Halbkreis über O A als Durchmesser, so ergibt sich für irgend einen Wert des Winkels φ_1:

$$\hat{E}_{0\nu} \div OA$$
$$\hat{E}_{\nu s} \div AB \div \hat{J}_\nu \text{ und}$$
$$\hat{E}_{\nu r} \div OB \div \hat{E}_\nu$$

an den Klemmen.

Machen wir $\overline{AC} = \frac{1}{2}\overline{AB}$, den Winkel $ACP = \varphi_2$ und schlagen einen Halbkreis, so ist:

$$\dot{E}_{02\nu} \div AC$$
$$\dot{E}_{2\nu s} \div AP \div \hat{J}_{2\nu} \text{ und}$$
$$\dot{E}_{2\nu r} \div PC \div \dot{E}_{2\nu}$$

an den Klemmen.

Aus der Figur folgt, daß der Winkel:

$$\widehat{OAP} = \widehat{OAB} + \widehat{CAP} = 90 - \varphi_1 + 90 - \varphi_2 = 180 - (\varphi_1 + \varphi_2)$$

d. h. gleich dem Winkel zwischen $\overline{\psi}_r$ und $\overline{\psi}_{2\nu}$; OP stellt somit das Feld $\overline{\psi}_{0\nu}$ dar.

Wenn jetzt P sich auf einem Kreis bewegt mit O als Mittelpunkt, so werden, bei gleichem Winkel ACP, die veränderlichen AB und OB die Beziehung zwischen dem Strome und der Spannung an den Klemmen darstellen (Fig. 26a, $\cos\varphi_2 = 0{,}6$), analytisch bekommen wir:

$$\hat{J}_\nu = x = \overline{AB},\ \overline{AC} = \frac{\overline{AB}}{2} = \frac{x}{2},$$

$$\dot{E}_\nu = y = \overline{OB},\ \overline{OP} = R \text{ und } \sphericalangle\, A\hat{C}P = \varphi_2 = \text{konstant},$$

$$\sphericalangle\, PAO = 180 - (\varphi_1 + \varphi_2),$$

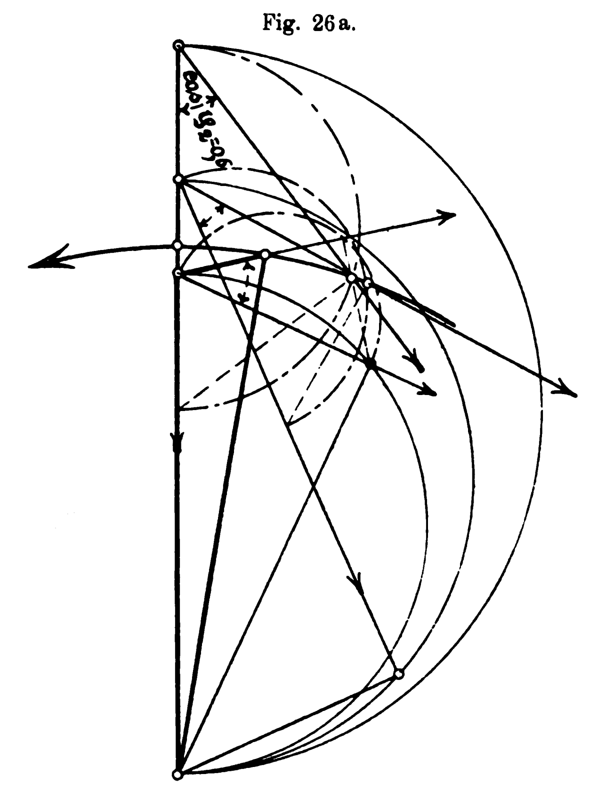
$$\overline{OP}^2 = \overline{AP}^2 + \overline{OA}^2 - 2(\overline{AP}\,.\,\overline{OA}\,.\cos P\hat{A}O),$$

$$R^2 = \frac{x^2}{4}\sin^2\varphi_2 + x^2 + y^2 - \frac{x}{2}\sin\varphi_2\sqrt{x^2+y^2}$$
$$.\cos(180 - \varphi_1 - \varphi_2),$$

$$R^2 = \frac{x^2}{4}\sin^2\varphi_2 + x^2 + y^2 + x\sqrt{x^2+y^2}$$
$$.\sin\varphi_2(\cos\varphi_1\cos\varphi_2 - \sin\varphi_1\sin\varphi_2).$$

Aus $\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{x}{y}$, $\cos\varphi_1 = \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}}$, $\sin\varphi_1 = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}$, folgt:

Fig. 26a.



$$R^2 = \frac{x^2}{4} \sin^2 \varphi_2 + x^2 + y^2 + x \sqrt{x^2 + y^2} \sin \varphi_2$$

$$\left(\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cos \varphi_2 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \sin \varphi_2 \right),$$

$$R^2 = \frac{x^2}{4} \sin^2 \varphi_2 + x^2 + y^2 + \frac{1}{2} x y \sin^2 \varphi_2 - x^2 \sin^2 \varphi_2$$

$$R^2 = \frac{x^2}{4} (4 - 3 \sin^2 \varphi_2) + \frac{1}{2} x y \sin^2 \varphi_2 + y^2 \text{ oder auch:}$$

$$R^2 = \frac{x^2}{8} (5 + 3 \cos 2\varphi_2) + \frac{1}{2} x y \sin^2 \varphi_2 + y^2.$$

Untersuchen wir diese Formel; sie stellt zwar wiederum eine Ellipse dar, aber deren Mittelpunkt befindet sich nicht mehr im Nullpunkt. Gleichgültig welchen Wert der Winkel φ_2 besitzt, für $x = 0$ ist $y = R$, d. h. die Leerlaufspannung ist immer die gleiche. Bestimmen wir jetzt den Wert von x für $y = 0$ für verschiedene Werte

von φ_2, d. h. der Kurzschlußstrom im Rotor bei verschiedenen Werten der Widerstände im Stator:

$\varphi_2 = 90^0$, $\cos 2\varphi_2 = 1$, $\sin 2\varphi_2 = 0$, $\quad R^2 = \frac{x^2}{4} + y^2$,

für $y = 0$: $x = 2R$.

$\varphi_2 = 60^0$, $\cos 2\varphi_2 = \frac{1}{2}$, $\sin 2\varphi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{3}$, $R^2 = \frac{7}{16}x^2 + \frac{1}{4}y\sqrt{3} + y^2$,

für $y = 0$: $x = \frac{4R}{\sqrt{7}} = 1{,}51\ R$.

$\varphi_2 = 45^0$, $\cos 2\varphi_2 = 0$, $\sin 2\varphi_2 = +1$, $\quad R^2 = \frac{5}{8}x^2 + \frac{1}{2}xy + y^2$,

für $y = 0$: $x = \frac{4R}{\sqrt{10}} = 1{,}264\,R$.

$\varphi_2 = 30^0$, $\cos 2\varphi_2 = \frac{1}{2}$, $\sin 2\varphi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{3}$, $R^2 = \frac{13}{16}x^2 + \frac{1}{4}xy\sqrt{3} + y^2$,

für $y = 0$: $x = \frac{4R}{\sqrt{13}} = 1{,}11\ R$.

$\varphi_2 = 0^0$, $\cos 2\varphi_2 = 1$, $\sin 2\varphi_2 = 0$, $\quad R^2 = x^2 + y^2$,

für $y = 0$: $x = R$.

Wir sehen hieraus, daß mit Verminderung von φ_2, d. h. bei Vergrößerung des Ohmschen Widerstandes im Stator, diese Werte kleiner und kleiner werden.

Für $\cos\varphi_2 = 1$, d. h. bei geöffneter Dreiphasenwicklung, ergibt sich die Ellipse $R^2 = \frac{x^2}{4} + y^2$; für $\cos\varphi_2 = 0$, also bei kurzgeschlossener Dreiphasenwicklung, die Ellipse $R^2 = x^2 + y^2$ (Kreis). Schließlich für einen Zwischenwert von $\cos\varphi_2$ befindet sich die Ellipse nicht vollständig zwischen diesen beiden Grenzen, aber sie schneidet die Ellipse von $\cos\varphi_2 = 0$.

Wir können leicht den Schnittpunkt dieser beiden Kurven bestimmen:

$$R^2 = \frac{x^2}{8}(5 + 3\cos 2\varphi_2) + \frac{1}{2}xy\sin 2\varphi_2 + y^2 \quad \ldots \quad (1)$$

und

$$R^2 = x^2 + y^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Koordinaten des Schnittpunktes müssen der Gleichung:

$$\frac{x^2}{8}(3 - 3\cos 2\varphi_2) - \frac{1}{2}xy\sin 2\varphi_2 = 0$$

genügen, welche die Differenz zwischen (1) und (2) darstellt. Eine erste Lösung ist: $y = R$, welche schon bekannt ist. Die Gleichung kann reduziert werden auf:

$$\frac{3}{8} x (1 - \cos 2\varphi_2) - \frac{1}{2} y \sin 2\varphi_2 = 0$$

$$y = \frac{3}{4} x \frac{1 - \cos 2\varphi_2}{\sin 2\varphi_2}$$

und durch Einsetzen in Gleichung (2), erhalten wir:

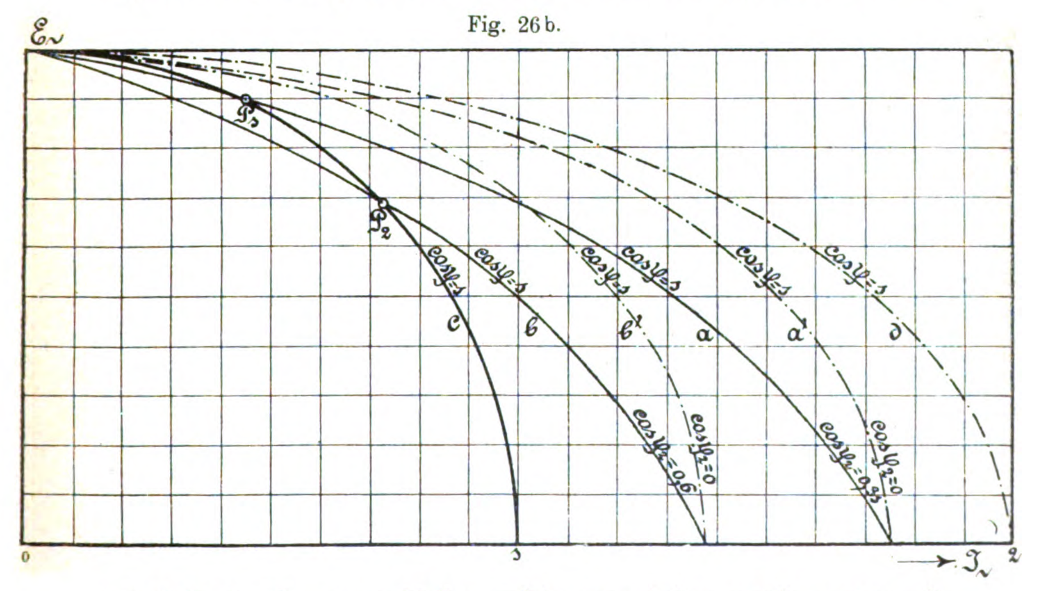
$$x^2 + \frac{9}{16} x^2 \left(\frac{1 - \cos 2\varphi_2}{\sin 2\varphi_2}\right)^2 = R^2 = x^2 \left(1 + \frac{9}{16} \operatorname{tg}^2 \varphi_2\right),$$

woraus: $x = \frac{4 R}{\sqrt{16 + 9 \operatorname{tg}^2 \varphi_2}}$; so wird für $\varphi_2 =$

90^0 . . . . $x = 0$
60^0 . . . . $x = 0{,}71 \,.\, R$
45^0 . . . . $x = 0{,}8 \,.\, R$
30^0 . . . . $x = 0{,}87 \,.\, R$
0^0 . . . . $x = 1 \,.\, R$

Wir sehen, daß je größer der Widerstand im Stator ist, umso länger die Spannung an den Rotorklemmen bei gegebenem Strome

Fig. 26 b.



unterhalb der Spannung bleibt, welche man haben würde, wenn mit dem gleichen Strome der Stator kurzgeschlossen wäre.

Wir können die Ellipsen a′ und b′ aufzeichnen, die uns die Belastungskurve des Rotors darstellen, indem ein solcher induktiver Widerstand im Stator eingeschaltet ist, daß der Kurzschlußstrom den gleichen Wert annimmt.

Der Vergleich dieser Kurven zeigt uns den großen schädlichen Einfluß, welchen der Ohmsche Widerstand in der Mehrphasenwicklung des Stators auf den Spannungsabfall des Einphasengenerators ausübt (Fig. 26 b).

Der Vergleich von a und b mit c ergibt z. B., daß im ersten Falle bis zu einem Spannungsabfall von 10 % **c** günstiger ist als **a**, und daß im zweiten Fall bis zu einem Spannungsabfall von 30 % es vorzuziehen sein würde mit **c** anstatt mit **b** zu arbeiten.

Der folgende Punkt ist noch hervorzuheben; bei geöffnetem Stator (Fall **c**) werden im Statoreisen Verluste hervorgerufen, welche von dem Rotorfelde herrühren, das mit der Geschwindigkeit 2 v relativ zum Stator sich bewegt.

Bei kurzgeschlossenem Stator verschwinden die Eisenverluste, aber an Stelle dessen treten Kupferverluste in der Dreiphasenwicklung auf.

Kapitel III.

Charakteristiken einer Einphasenmaschine mit geschlossener Einphasenwicklung auf dem Stator.

Wir wollen jetzt ähnliche Betrachtungen wie im vorigen Kapitel anstellen, nur anstatt der Dreiphasenwicklung auf dem Stator wollen wir eine Phase (Draht I) benutzen, während der parallel gewickelte Draht II dieser Phase zur Erregung dient. Wir haben schon früher gefunden, daß bei Kurzschluß eine unendliche Zahl von höheren Harmonischen sich bildet von ungerader Frequenz im Rotor und gerader Frequenz im Stator, und daß alle diese Ströme den gleichen Endwert, doppelt so groß wie der bei offenem Stator, annehmen, so daß der resultierende Strom sowohl im Rotor wie im Stator unendlich groß wird.

Dieses Resultat allein genügt schon, um den Schluß zu ziehen, daß die Belastungskurve des Stators bei kurzgeschlossenem Rotor oder umgekehrt eine gerade sein muß, sowohl bei induktiver als auch bei induktionsfreier Belastung.

Wir werden zum selben Resultat gelangen durch die folgende Untersuchung, welche darin besteht, die Form der Belastungskurve

einer der Wicklungen (des Rotors oder des Stators) aufzusuchen, während irgend ein beliebiger induktiver oder induktionsfreier Widerstand in die andere Wicklung eingeschaltet ist.

Wir behandeln zuerst den Fall eines rein induktiven Widerstandes, da wir hierbei zu einem einfacheren Resultat gelangen.

a) Rein induktive Belastung. Wir wollen zeigen, daß bei rein induktiver Belastung die Belastungskurve stets eine gerade ist, ganz unabhängig von der Zahl der Harmonischen, welche berücksichtigt werden.

Zu diesem Zwecke denken wir uns, daß im Statorstromkreis eine Selbstinduktion $(\beta - 1) L$ eingeschaltet ist, so daß die totale Selbstinduktion des Kreises βL beträgt; auf gleiche Weise sei der Rotor auf einer Selbstinduktion $(\alpha - 1) L$ geschlossen, so daß die totale Selbstinduktion dieses Kreises $\alpha . L$ beträgt [1]).

Der Rotor dreht immer mit der Geschwindigkeit v und der Draht II des Stators ist von dem Gleichstrome J_c durchflossen, welcher darin das feste Feld $\overline{\psi}_{0\nu}$ erzeugt. Machen wir die gleiche Ueberlegung, die uns zu der Bestimmung des Kurzschlußstromes geführt hat und darin besteht, daß jeder Strom ein Wechselfeld derselben Frequenz erzeugt, welches in zwei gleiche Felder zerlegt werden kann, dessen Intensität gleich der Hälfte des Maximalwertes des Wechselfeldes ist, und die sich in entgegengesetztem Sinne mit einer der Frequenz des Stromes entsprechenden Geschwindigkeit bewegen.

Da ferner jeder Strom um 90^0 gegen die ihn erzeugende E.M.K. verschoben ist und zwar so, daß sein Feld demjenigen, welches diese E.M.K. erzeugt hat, entgegengesetzt gerichtet ist, so folgt, immer unter der Voraussetzung $R = 0$, daß: $\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2\pi . n . \nu . \alpha . L}{R = 0}$ und $\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{2\pi . n \nu \beta L}{R = o}$ beide unendlich sind, d. h. $\varphi_1 = \varphi_2 = 90^0$.

Das Gleichstromfeld induziert im Rotor eine E.M.K. $\acute{E}_\nu$, welche im Stromkreise der Selbstinduktion αL einen Strom $\frac{\acute{E}_\nu}{2\pi \nu \alpha . L} = \frac{1}{\alpha} \acute{J}_\nu$ erzeugt. Dieser Strom schafft ein Wechselfeld, das in zwei Drehfelder von der Intensität $\frac{1}{2\alpha} \overline{\psi}_\nu$ zerlegt werden kann, deren eins dem Stator gegenüber feststeht und das andere mit der Geschwindigkeit 2 v

[1]) Wir benutzen diese Schreibweise zur Vereinfachung der Gleichungen.



sich bewegt. Dieses letztere Feld induziert im Stator eine E.M.K. $\frac{1}{\alpha}\dot{E}_{2\nu}$, welche einen Strom $\frac{\frac{1}{\alpha}\dot{E}_{2\nu}}{2\pi \,.\, 2\nu\beta L} = \frac{1}{2\alpha\beta}\dot{J}_{2\nu}$ hervorrufen wird.

Die Ueberlegung kann auf diese Weise fortgesetzt werden, und man sieht, wie durch die Wechselwirkung der Felder die Ströme nach folgendem Schema anwachsen:

$$\text{St.}\quad J_c,$$

$$\text{R.}\quad \ldots \frac{1}{\alpha}\dot{J}_\nu,$$

$$\text{St.}\quad J_c \ldots \frac{1}{2\alpha\beta}\dot{J}_{2\nu},$$

$$\text{R.}\quad \ldots \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} \ldots \frac{1}{4\alpha^2\beta}\dot{J}_{3\nu},$$

$$\text{St.}\quad J_c \ldots \frac{1}{2\alpha\beta} + \frac{2}{8\alpha^2\beta^2} \ldots \frac{1}{8\alpha^2\beta^2}\dot{J}_{4\nu},$$

$$\text{R.}\quad \ldots \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{2}{16\alpha^3\beta^2} \ldots \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{3}{16\alpha^3\beta^2} \ldots \frac{1}{16\alpha^3\beta^2}\dot{J}_{5\nu},$$

$$\text{St.}\quad J_c \ldots \frac{1}{2\alpha\beta} + \frac{2}{8\alpha^2\beta^2} + \frac{5}{32\alpha^3\beta^3} \ldots \frac{1}{8\alpha^2\beta^2} + \frac{4}{32\alpha^3\beta^3} \ldots \frac{1}{32\alpha^3\beta^3}\dot{J}_{6\nu},$$

$$\text{R.}\quad \ldots \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{2}{16\alpha^3\beta^2} + \frac{5}{64\alpha^4\beta^3} \ldots \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{3}{16\alpha^3\beta^2} + \frac{9}{64\alpha^4\beta^3} \ldots \frac{1}{16\alpha^3\beta^2} + \frac{5}{64\alpha^4\beta^3} \ldots \frac{1}{64\alpha^4\beta^3}\dot{J}_{7\nu},$$

St. — — — — — — — — — — — — — —
R. — — — — — — — — — — — — — —

Genau wie früher beim Kurzschluß, treten im Stator nur Harmonische gerader und im Rotor nur Harmonische ungerader Frequenz auf. Der Wert des Stromes irgend einer Frequenz wird durch die Summe einer Reihe gegeben sein; so z. B. den der Frequenz ν durch:

$$\dot{J}_\nu\left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{2}{16\alpha^3\beta^2} + \frac{5}{64\alpha^4\beta^3} + \frac{14}{256\alpha^5\beta^4} + \ldots \right.$$
$$\left. \ldots + \frac{(2n-1)(2n-2)(2n-3)\ldots(n+2)\,2^{-2n}}{1\,.\,3\,.\,4 \qquad (n-1)\,\alpha^{n+1}\beta^n} + \ldots\right).$$

Bestimmen wir das Verhältnis: $\frac{t_u + 1}{t_u}$.

$$\frac{t_u+1}{t_u} = \frac{\dfrac{(2n+1)2n(2n-1)\ldots(n+4)(n+3)2^{-(2n+1)}}{1\,.\,3\,.\,4 \qquad (n-1)n\alpha^{n+2}\beta^{n+1}}}{\dfrac{(2n-1)(2n-2)\ldots(n+3)(n+2)2^{-2n}}{1\,.\,3 \qquad (n-2)(n-1)\alpha^{n+1}\beta_n}} = \frac{\dfrac{(2n+1)2n.2^{-2}}{n\alpha\beta}}{(n+2)}$$

$$= \frac{2n+1}{2(n+2)\alpha\beta} + \frac{2n+1}{2n+4} \cdot \frac{1}{\alpha\beta}.$$

Der Endwert kann somit auch durch Addition der folgenden Reihe erhalten werden:

$$\mathring{J}_\nu \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{1}{4} \cdot \frac{3}{6}\,\frac{1}{\alpha^3\beta^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{3}{6} \cdot \frac{5}{8} \cdot \frac{1}{\alpha^4\beta^3} + \frac{1}{4} \cdot \frac{3}{6} \cdot \frac{5}{8} \cdot \frac{7}{10}\,\frac{1}{\alpha^5\beta^4} + \ldots\right).$$

Da nun:

$$\sqrt{1-x} = (1-x)^{1/2} = 1 - \frac{x}{2} - \frac{1}{2.4}x^2 - \frac{1.3}{2.4.6}x^3 - \frac{1.3.5}{2.4.6.8}x^4 \ldots,$$

oder auch:

$$x + \frac{1}{4}x^2 + \frac{1.3}{4.6}x^3 + \frac{1.3.5}{4.6.8}x^4 + \ldots = 2 - 2\sqrt{1-x},$$

so folgt, wenn wir schreiben: $x = \frac{1}{\alpha\beta}$, daß:

$$\frac{1}{\alpha\beta} + \frac{1}{4}\,\frac{1}{\alpha^2\beta^2} + \frac{1.3}{4.6}\,\frac{1}{\alpha^3\beta^3} + \frac{1.3.5}{4.6.8}\,\frac{1}{\alpha^4\beta^4} + \ldots = 2 - 2\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}.$$

Durch Multiplikation mit β ergibt sich:

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2\beta} + \frac{1.3}{4.6}\,\frac{1}{\alpha^3\beta^2} + \frac{1.3.5}{4.6.8}\,\frac{1}{\alpha^4\beta^3} + \ldots = 2\beta\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right)$$

und zum Endwert von $\mathring{J}_\nu$ erhalten wir somit:

$$2\beta\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right)\mathring{J}_\nu.$$

Auf dieselbe Weise ergibt sich der Wert von $\hat{J}_{2\nu}$ als die Summe von:

$$\hat{J}_{2\nu}\left(\frac{1}{2\alpha\beta}+\frac{2}{8\alpha^2\beta^2}+\frac{5}{32\alpha^3\beta^3}+\frac{14}{128\alpha^4\beta^4}+\ldots\right)=$$

$$2\hat{J}_{2\nu}\alpha\beta\left(\frac{1}{4\alpha^2\beta^2}+\frac{2}{16\alpha^3\beta^3}+\frac{5}{64\alpha^4\beta^4}+\frac{14}{256\alpha^5\beta^5}+\ldots\right)=$$

$$2\hat{J}_{2\nu}\alpha\beta\left(2-2\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}-\frac{1}{\alpha\beta}\right)=$$

$$\hat{J}_{2\nu}\left[4\alpha\beta\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}\right)-2\right].$$

Es ist überflüssig die Summe der anderen Reihen aufzusuchen, denn das Schema zeigt uns, daß zwischen den verschiedenen Strömen in jedem Augenblicke folgende Beziehungen bestehen:

$$\hat{J}_{\nu}=\frac{1}{2\alpha}(2+\hat{J}_{2\nu});\qquad \hat{J}_{2\nu}=\frac{1}{2\beta}(\hat{J}_{\nu}+\hat{J}_{3\nu})$$

$$\hat{J}_{3\nu}=\frac{1}{2\alpha}(\hat{J}_{2\nu}+\hat{J}_{4\nu});\qquad \hat{J}_{4\nu}=\frac{1}{2\beta}(\hat{J}_{3\nu}+\hat{J}_{5\nu})$$

— — — — — — — — — —.

Im allgemeinen:

$$\hat{J}_{(2n+1)\nu}=\frac{1}{2\alpha}\left[\hat{J}_{2n\nu}+\hat{J}_{(2n+2)\nu}\right]$$

und

$$\hat{J}_{2n\nu}=\frac{1}{2\beta}\left[\hat{J}_{(2n-1)\nu}+\hat{J}_{(2n+1)\nu}\right].$$

Diese Beziehung können wir übrigens durch die Endwerte von $\hat{J}_{\nu}$ und $\hat{J}_{2\nu}$ prüfen, welche wir auf ganz unabhängige Weise abgeleitet haben; tatsächlich ist $\hat{J}_{\nu}=\frac{1}{2\alpha}(2+\hat{J}_{2\nu})$, und anderseits:

$$\hat{J}_{\nu}=2\beta\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}\right)\quad\ldots\ldots\ldots\quad(1)$$

$$\hat{J}_{2\nu}=4\alpha\beta\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}\right)-2\quad\ldots\ldots\quad(2)$$

dies gibt:

$$\frac{1}{2\alpha}\left[2+4\alpha\beta\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}\right)-2\right]$$

$$=2\beta\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{\alpha\beta}}\right)\ldots\text{ q. e. d.}$$

Wir können demnach die anderen Werte $\hat{J}_{3\nu}$, $\hat{J}_{4\nu}$ etc. mittels dieser Gleichungen bestimmen und erhalten:

$$\hat{J}_{\nu} = 2\beta\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right),$$

$$\hat{J}_{2\nu} = 4\alpha\beta\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 2,$$

$$\hat{J}_{3\nu} = 8\alpha\beta^2\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 2\beta\left(3 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right),$$

$$\hat{J}_{4\nu} = 16\alpha^2\beta^2\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 8\alpha\beta\left(2 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 2,$$

$$\hat{J}_{5\nu} = 32\alpha^2\beta^3\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 8\alpha\beta^2\left(5 - 3\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 2\beta\left(5 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right),$$

$$\hat{J}_{6\nu} = 64\alpha^3\beta^3\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 32\alpha^2\beta^2\left(3 - 2\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 12\alpha\beta\left(3 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 2,$$

$$\hat{J}_{7\nu} = 128\alpha^3\beta^4\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 32\alpha^2\beta^3\left(7 - 5\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 16\alpha\beta^2\left(7 - 3\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 2\beta\left(7 - 1\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right),$$

$$\hat{J}_{8\nu} = 256\alpha^4\beta^4\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 128\alpha^3\beta^3\left(4 - 3\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 160\alpha^2\beta^2\left(4 - 2\sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) - 16\alpha\beta\left(4 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha\beta}}\right) + 2.$$

— — — — — — — — — — — — — — —

Bemerken wir, daß bei Anwendung auf den Spezialfall des Kurzschlusses ($\alpha = 1$ und $\beta = 1$) alle diese Werte gleich 2 werden. Beim Kurzschluß haben wir gefunden, daß die Rotor- und Statorfelder sich vollständig aufheben [1]).

[1]) Diese Weise, die Vorgänge durch das Zusammensetzen der Einzelfelder zu veranschaulichen, welche jede M.M.K. in der Maschine erzeugen würde, wenn sie allein da wäre, führt natürlich zu denselben Ergebnissen, wie jede andere Methode; auf jeden Fall besitzt sie den Vorteil, sich nur auf die einzigen physikalischen Vorgänge, die tatsächlich in der Maschine sich äußern, zu basieren.

Es können in der Tat in einer kurzgeschlossenen Wicklung keine Spannungen, d. h. keine Feldveränderungen auftreten. Im vorliegenden Fall haben wir jedoch Spannungen an den Klemmen, es müssen somit resultierende Felder vorhanden sein, um deren Bestimmung es sich jetzt handelt. Im Stator fließen folgende Ströme:

$$J_{0\nu},\quad \hat{J}_{2\nu},\quad \hat{J}_{4\nu},\quad \hat{J}_{6\nu}\ldots,$$

welche die Wechselfelder

$$\overline{\psi}_{0\nu},\quad \overline{\psi}_{2\nu},\quad \overline{\psi}_{4\nu},\quad \overline{\psi}_{6\nu}\ldots \text{ erzeugen,}$$

die diesen Strömen proportional sind; jedes Wechselfeld kann man zerlegen in zwei Felder von der halben Intensität, die sich mit einer der Frequenz entsprechenden Geschwindigkeit bewegen:

$$\begin{array}{c} 0 \\ \overline{\psi}_{0\nu}, \end{array}\quad \begin{array}{c|c} 2\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 2\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2}, \end{array}\quad \begin{array}{c|c} 4\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 4\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2}, \end{array}$$

$$\begin{array}{c|c} 6\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 6\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{6\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{6\nu}}{2}\ldots \end{array}$$

Ebenso gibt es im Rotor Felder, die den des Stators entgegengesetzt gerichtet sind

$$\overline{\psi}_{\nu},\quad \overline{\psi}_{3\nu},\quad \overline{\psi}_{5\nu},\quad \overline{\psi}_{7\nu}\ldots,$$

diese sind den Strömen proportional und in Bezug auf den Rotor in folgende Felder zerlegbar:

$$\begin{array}{c|c} \mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow \mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2}, \end{array}\quad \begin{array}{c|c} 3\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 3\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2}, \end{array}$$

$$\begin{array}{c|c} 5\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 5\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2}, \end{array}\quad \begin{array}{c|c} 7\,\mathrm{v} \longleftarrow & \longrightarrow 7\,\mathrm{v} \\ \frac{\overline{\psi}_{7\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{7\nu}}{2}\ldots \end{array}$$

Da der Rotor mit der Geschwindigkeit v gedreht wird, äußern sich diese Felder im Stator wie:

$$\begin{array}{c|c|c|c} 0 & 2\,\mathrm{v} & 4\,\mathrm{v} & 6\,\mathrm{v} \\ & \longrightarrow\ \longleftarrow & \longrightarrow\ \longleftarrow & \longrightarrow\ \longleftarrow \\ \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2},\ \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2},\ \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2} & \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2},\ \frac{\overline{\psi}_{7\nu}}{2}\ldots \end{array}$$

Das resultierende Feld im Stator wird, weil die Felder abwechselnd um 180° gegeneinander verschoben sind:

festes Feld: $\overline{\psi}_{0\nu} - \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2}$,

mit der Geschwindigkeit 2v sich drehendes Feld:

$$\overleftarrow{\frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2}} \text{ und } \overrightarrow{\frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2}},$$

mit der Geschwindigkeit 4v sich drehendes Feld:

$$\overleftarrow{\frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2}} \text{ und } \overrightarrow{\frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2}}, \text{ u. s. w.}$$

und in Bezug auf den Rotor:

mit der Geschwindigkeit v sich drehendes Feld:

$$\overleftarrow{-\frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2} + \frac{\overline{\psi}_{0\nu}}{2}} \text{ und } \overrightarrow{-\frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2} + \frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2}},$$

mit der Geschwindigkeit 3v sich drehendes Feld:

$$\overleftarrow{\frac{\overline{\psi}_{2\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2}} \text{ und } \overrightarrow{\frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{3\nu}}{2}},$$

mit der Geschwindigkeit 5v sich drehendes Feld:

$$\overleftarrow{\frac{\overline{\psi}_{4\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2}} \text{ und } \frac{\overline{\psi}_{6\nu}}{2} - \frac{\overline{\psi}_{5\nu}}{2} \text{ u. s. w.}$$

— — — — — — — — — — — — — —

Nun wissen wir, daß die von zwei mit gleicher, aber in entgegengesetzter Richtung sich drehenden Feldern induzierte E.M.K. gleich ist derjenigen, die durch die Summe dieser beiden induziert wird; es werden also die E.M.K. im Stator induziert durch:

$\overline{\psi}_{0\nu} - \frac{\overline{\psi}_{\nu}}{2}$ . . . . Spannung 0

$\overline{\psi}_{2\nu} - \frac{\overline{\psi}_{\nu} + \overline{\psi}_{3\nu}}{2}$ . . . . . . „ $\hat{E}_{2\nu}$

$\overline{\psi}_{4\nu} - \frac{\overline{\psi}_{3\nu} + \overline{\psi}_{5\nu}}{2}$ . . . . „ $\hat{E}_{4\nu}$ u. s. w.

und im Rotor:

$$\frac{\bar{\psi}_{0\nu} + \bar{\psi}_{2\nu}}{2} - \bar{\psi}_{\nu} \quad \ldots\ldots \quad \text{Spannung } \hat{E}_{\nu}$$

$$\frac{\bar{\psi}_{2\nu} + \bar{\psi}_{4\nu}}{2} - \bar{\psi}_{3\nu} \quad \ldots\ldots \quad \text{,,} \quad \hat{E}_{3\nu}$$

$$\frac{\bar{\psi}_{4\nu} + \bar{\psi}_{6\nu}}{2} - \bar{\psi}_{5\nu} \quad \ldots\ldots \quad \text{,,} \quad \hat{E}_{5\nu} \text{ u. s. w.}$$

Diese E.M.K. sind den sie erzeugenden Feldern proportional und diese Felder wiederum den Strömen, so daß wir schreiben können:

Im Stator:

$$\hat{E}_{2\nu} = K\left(\hat{J}_{2\nu} - \frac{\hat{J}_{\nu} + \hat{J}_{3\nu}}{2}\right) = K\,(\hat{J}_{2\nu} - \beta\,\hat{J}_{2\nu}) = K\,(1-\beta)\,\hat{J}_{2\nu}.$$

$$\hat{E}_{4\nu} = K\left(\hat{J}_{4\nu} - \frac{\hat{J}_{3\nu} + \hat{J}_{5\nu}}{2}\right) = K\,(\hat{J}_{4\nu} - \beta\,\hat{J}_{4\nu}) = K\,(1-\beta)\,\hat{J}_{4\nu}, \text{ u.s.w.}$$

Im Rotor:

$$\hat{E}_{\nu} = K\left(-\hat{J}_{\nu} + \frac{2\hat{J}_{0\nu} + \hat{J}_{2\nu}}{2}\right) = K\,(-\hat{J}_{\nu} + \alpha\,\hat{J}_{\nu}) = K\,(\alpha-1)\,\hat{J}_{\nu}.$$

$$\hat{E}_{3\nu} = K\left(-\hat{J}_{3\nu} + \frac{\hat{J}_{2\nu} + \hat{J}_{4\nu}}{2}\right) = K\,(-\hat{J}_{3\nu} + \alpha\,\hat{J}_{3\nu}) = K\,(\alpha-1)\,\hat{J}_{3\nu} \text{ u.s.w.}$$

Gehen wir zum resultierenden Strom im Stator über; wir wissen:

$$\hat{J}_S = \sqrt{\hat{J}_{2\nu}^2 + \hat{J}_{4\nu}^2 + \hat{J}_{6\nu}^2 + \hat{J}_{8\nu}^2 + \ldots}$$

und im Rotor:

$$\hat{J}_R = \sqrt{\hat{J}_{\nu}^2 + \hat{J}_{3\nu}^2 + \hat{J}_{5\nu}^2 + \hat{J}_{7\nu}^2 + \ldots}$$

Auf gleiche Weise für die E.M.K. ist:

$$\hat{E}_S = \sqrt{\hat{E}_{2\nu}^2 + \hat{E}_{4\nu}^2 + \hat{E}_{6\nu}^2 + \hat{E}_{8\nu}^2 + \ldots}$$

$$\hat{E}_R = \sqrt{\hat{E}_{\nu}^2 + \hat{E}_{3\nu}^2 + \hat{E}_{5\nu}^2 + \hat{E}_{7\nu}^2 + \ldots}$$

Aber es ist:

$$\hat{E}_{2n\nu} = K\,(1-\beta)\,\hat{J}_{2n\nu},$$

$$\hat{E}_{(2n+1)\nu} = K\,(\alpha-1)\,\hat{J}_{(2n+1)\nu},$$

also:

$$\hat{E}_S = K\,(1-\beta)\,\hat{J}_S,$$

$$\hat{E}_R = K\,(\alpha-1)\,\hat{J}_R,$$

d. h. die Gleichung zweier Geraden, q. e. d.

Bei kurzgeschlossenem Stator und Rotor: $\alpha = 1$ und $\beta = 1$ ist: $\hat{E}_s = 0 . \hat{J}_s$ und $\hat{E}_R = 0 . \hat{J}_R$, d. h. die beiden Geraden verlaufen parallel zur Stromachse.

b) Induktive Belastung. Die Untersuchung für induktionsfreie Belastung läßt sich auf gleiche Weise durchführen, wie die für induktive Belastung; allein die Tatsache, daß die beiden Felder nicht mehr um 180° gegeneinander verschoben sind, sondern auf viel kompliziertere Weise, verwickelt die Formeln derartig, daß es uns bis jetzt noch nicht gelungen ist, das Problem ganz allgemein zu lösen.

Wir haben uns zu dem Zwecke an einige Mathematiker gewandt, die jedoch das mathematische Problem, worauf wir gestoßen sind, auch zu verwickelt gefunden haben, um uns eine Lösung geben zu können.

Wir hoffen aber, daß man dazu gelangen wird, diese Schwierigkeit zu überwinden, und begnügen uns einstweilen die allgemeinen Gleichungen aufzustellen.

Es sei im Rotorstromkreise die totale Selbstinduktion αL und der Ohmsche Widerstand R_R, und im Stator eine totale Selbstinduktion βL mit dem Ohmschen Widerstande R_S. Der Rotor werde wiederum mit der Geschwindigkeit v gedreht und der Draht II des Stator sei von dem Gleichstrome J_c durchflossen.

Das feste Gleichstromfeld $\overline{\psi}_{0\nu}$ induziert in dem Rotor eine E.M.K. $\hat{E}_\nu$, die den Strom:

$$\frac{\hat{E}_\nu}{\sqrt{R_R^2 + (2\pi\nu\beta L)^2}} = \frac{\hat{E}_\nu}{2\pi\nu\alpha L} \sin\varphi_1 = \frac{\hat{J}_\nu}{\alpha} \sin\varphi_1$$

erzeugt, wobei

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{2\pi\nu\alpha L}{R_R}.$$

Dieser Strom wird das Wechselfeld $\overline{\psi}_\nu = \frac{\overline{\psi}_{0\nu}}{\alpha} \sin\varphi_1$ erzeugen, welches sich in zwei Drehfelder $\frac{\overline{\psi}_{0\nu}}{2\alpha} \sin\varphi_1$ zerlegen läßt, deren eines fest steht und deren anderes mit der Geschwindigkeit 2 v in Bezug auf den Stator sich bewegt. Dieses letzte Feld erzeugt im Stator eine E.M.K. $\frac{\hat{E}_{2\nu}}{\alpha} \sin\varphi_1$, welche ihrerseits in diesem Stromkreis den Strom

$$\frac{\frac{\hat{E}_{2\nu}}{\alpha}\sin\varphi_1}{\sqrt{R_S^2 + (2\pi 2\nu\alpha L)^2}} = \frac{\hat{J}_{2\nu}}{2\alpha\beta} \sin\varphi_1 . \sin\varphi_2$$

erzeugt, wobei

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{2\pi . 2\nu . \beta L}{R_S}.$$

Die Felder, welche von diesem Strome herrühren, erzeugen im Rotor zwei E.M.K. und zwei Ströme von der Frequenz ν und 3ν, der eine gleich: $\frac{\hat{J}_\nu}{4\alpha^2\beta}\sin^2\varphi_1 \sin\varphi_2$ von der Frequenz ν, der andere gleich: $\frac{\hat{J}_{3\nu}}{4\alpha^2\beta}\sin\varphi_1\sin\varphi_2\sin\varphi_3$, wobei $\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{2\pi\,.\,3\nu\alpha L}{R_R}$.

Wir überlassen es dem Leser, das Schema aufzustellen, welches in derselben Weise, wie das für induktive Belastung abgeleitet werden kann; wir wollen nur die daraus folgenden Bedingungsgleichungen geben, welche in jedem Augenblicke erfüllt sein müssen:

$$.\ \hat{J}_\nu = \frac{\sin\varphi_1}{2\alpha}(2 + \hat{J}_{2\nu}); \quad \hat{J}_{2\nu} = \frac{\sin\varphi_2}{2\beta}(\hat{J}_\nu + \hat{J}_{3\nu}),$$

$$.\ \hat{J}_{3\nu} = \frac{\sin\varphi_3}{2\alpha}(\hat{J}_{2\nu} + \hat{J}_{4\nu}); \quad \hat{J}_{4\nu} = \frac{\sin\varphi_4}{2\beta}(\hat{J}_{3\nu} + \hat{J}_{5\nu}),$$

$$.\ \hat{J}_{5\nu} = \frac{\sin\varphi_5}{2\alpha}(\hat{J}_{4\nu} + \hat{J}_{6\nu}); \quad \hat{J}_{6\nu} = \frac{\sin\varphi_6}{2\beta}(\hat{J}_{5\nu} + \hat{J}_{7\nu}),$$

wo
$$\operatorname{tg}\varphi_{(2n+1)} = \frac{2\pi(2n+1)\nu\alpha L}{R_R}$$

und
$$\operatorname{tg}\varphi_{2n} = \frac{2\pi\,.\,2n\,.\,\nu\,.\,\beta L}{R_S}.$$

Diese Grundgleichungen definieren die Werte der Ströme zwar in präziser, aber doch sehr komplizierter Weise. Nach der Bestimmung der resultierenden Felder würde man die entsprechenden E.M.K. im Rotor und Stator aufsuchen können, und schließlich die Beziehung zwischen der resultierenden Spannung und dem resultierenden Strome, welche nichts anderes wie die Belastungskurve darstellt. Diese Beziehung ist gegeben durch das Verhältnis von:

$$\hat{J}_R = \sqrt{\hat{J}_\nu^2 + \hat{J}_{3\nu}^2 + \hat{J}_{5\nu}^2 + \ldots}$$

und

$$\hat{E}_R = K\sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sin\varphi_1} - 1\right)\hat{J}_\nu^2 + \left(\frac{\alpha}{\sin\varphi_3} - 1\right)\hat{J}_{3\nu}^2 + \ldots}$$

im Rotor, und zwischen:

$$\hat{J}_S = \sqrt{\hat{J}_{2\nu}^2 + \hat{J}_{4\nu}^2 + \hat{J}_{6\nu}^2 + \ldots}$$

und

$$\hat{E}_S = \sqrt{\left(1 - \frac{\beta}{\sin\varphi_2}\right)\hat{J}_{2\nu}^2 + \left(1 - \frac{\beta}{\sin\varphi_4}\right)\hat{J}_{4\nu}^2 + \ldots}$$

im Stator.

Wenn wir auch für unsere ideale Maschine in diesem Falle zu keinem endgültigen Resultat gelangen, infolge mathematischer Schwierigkeiten, so ist dies dennoch kein Hindernis, die Ergebnisse unserer Studie auf praktische Einphasenmaschinen anzuwenden. Man kann in der Tat die in der Praxis gebräuchlichen Maschinen in drei Klassen einteilen:

1. Die Wechselstrommaschinen mit Dämpferwicklung (Amortiseurs Hutin und Leblanc), auf welche unsere Theorie der Maschine mit mehrphasiger Statorwicklung direkt anwendbar ist.

2. Die Wechselstrommaschinen ohne Dämpferwicklung aber mit massiven Polen; hierbei sind es die massiven Pole, welche geschlossene Stromkreise darbieten und da diese Stromkreise örtlich nicht bestimmt sind, wie dies bei einer Wicklung der Fall ist, so ist auch der Verlauf dieser Ströme (weshalb sie Wirbelströme genannt werden) von vorneherein nicht vorgeschrieben.

Es geht aber aus der Natur der Sache hervor, daß diese Ströme nicht in demselben Augenblicke über die ganze Ausdehnung des Polschuhes ihren Maximalwert erreichen werden und es ist einleuchtend, daß sie unter sich verschoben, somit in ihrer Wirkung dem Rotor (Anker) gegenüber mit der unserer Mehrphasenwicklung zu vergleichen sind; der ganze Vorgang ist entschieden eher mehrphasiger als einphasiger Natur.

3. Endlich die Wechselstrommaschinen mit lamellierten Polen und lamelliertem Joch. Hierbei sind die Vorgänge vollständig einphasiger Natur, weil sich auf den Feldmagneten nur eine einphasige Wicklung, die von den Feldspulen gebildet wird, vorfindet, in welcher die Feldveränderungen zur Geltung kommen. Es wäre somit nur für diese letzte Klasse wünschenswert, das Ergebnis der idealen Maschine zu kennen [1]). Wir können jedoch schon durch folgende Ueberlegung die wahrscheinlichen Resultate voraussehen. Es läßt sich zeigen, daß bei gegebenem Ohmschen Widerstand und Selbstinduktion im Stator, die Kurve der induktiven Belastung des Rotors immer noch eine genau bestimmte Gerade ist; denn in diesem Falle ist $\varphi_1 = \varphi_3 = \varphi_5 = 90^0$, d. h. $\sin \varphi_1 = \sin \varphi_3 = \sin \varphi_5 = 1$; diese Werte in die allgemeinen Gleichungen eingesetzt ergeben:

[1]) In der Praxis kann man sich damit begnügen, nur eine begrenzte Anzahl höherer Harmonischen in Rechnung zu ziehen und alle folgenden zu vernachlässigen. Näheres über diesen Gegenstand findet der Leser in einem Aufsatz des Herrn Ch. Westphal in der Eclairage Electrique Nr. 31 vom 2. August 1902.



$$\hat{J}_R = \sqrt{\hat{J}_\nu^2 + \hat{J}_{3\nu}^2 + \hat{J}_{5\nu}^2 + \ldots}$$

$$\hat{E}_R = K \sqrt{\left(\frac{\alpha}{1} - 1\right)\hat{J}_\nu^2 + \left(\frac{\alpha}{1} - 1\right)\hat{J}_{3\nu}^2 + \left(\frac{\alpha}{1} - 1\right)\hat{J}_{5\nu}^2 + \ldots}$$
$$= K(\alpha - 1)\,\hat{J}_R$$

d. h. eine Gerade.

Wenn man jetzt den Rotor auf einen induktionsfreien Widerstand arbeiten läßt, während der Statorstromkreis unverändert bleibt, muß die neue Belastungskurve unbedingt durch den Leerlauf- und Kurzschlußpunkt hindurchgehen; es ist also sehr wahrscheinlich, daß dies eine algebraische Kurve ist.

Andererseits haben wir gesehen, daß die induktionsfreie Belastungskurve bei dreiphasigem Stator immer eine Ellipse ist, selbst wenn Ohmscher Widerstand im Stator eingeschaltet ist (Fig. 26); die Achsen dieser Ellipse fallen mit den Koordinatenachsen zusammen oder sind dagegen verschoben. Aus Gründen der Analogie können wir schließen, daß diese Kurven für den Fall der einphasigen Wicklung sehr wahrscheinlich ebenfalls Ellipsen oder mindestens Kurven elliptischen Charakters sein werden; dieses Resultat wird noch wahrscheinlicher durch die Tatsache, daß sie bei Vernachlässigung der Harmonischen von irgend einer Frequenz ab, reine Ellipsen sind.

Als Beispiel wollen wir die Belastungskurve ableiten, indem wir die höheren Harmonischen von der Frequenz 3ν ab vernachlässigen.

Wir nehmen also an, daß nur Ströme von der Frequenz ν und 2ν auftreten, und daß die übrigen durch irgend ein Mittel unterdrückt worden sind. In diesem Falle wachsen die Kurzschlußströme in folgender Weise an:

im Rotor: $\hat{J}_\nu\,(1 + {}^1\!/_4 + {}^1\!/_{16} + {}^1\!/_{64} + \ldots)$,

im Stator: $\hat{J}_c$ und $\hat{J}_{2\nu}\,({}^1\!/_2 + {}^1\!/_8 + {}^1\!/_{32} + {}^1\!/_{128} + \ldots)$.

Ihre Endwerte sind:

im Stator: J_c und ${}^2\!/_3\,\hat{J}_{2\nu}$ und

im Rotor: $\frac{4}{3}\,\hat{J}_\nu = \hat{J}_\nu + \frac{1}{2}\left(\frac{2}{3}\,\hat{J}_\nu\right)$.

Sei jetzt die Rotorphase kurzgeschlossen und die Wicklung II des Stators offen, so ist der Kurzschlußstrom des Rotors $\hat{J}_\nu$ und die Spannung an den Klemmen der Wicklung II gleich $\hat{E}_{2\nu}$.

Schließen wir nun diesen letzten Stromkreis auf einen rein induktiven Widerstand, so wird seinerseits der Strom von der Frequenz 2ν, welcher hierin hervorgerufen wird, im Rotor einen Strom von der

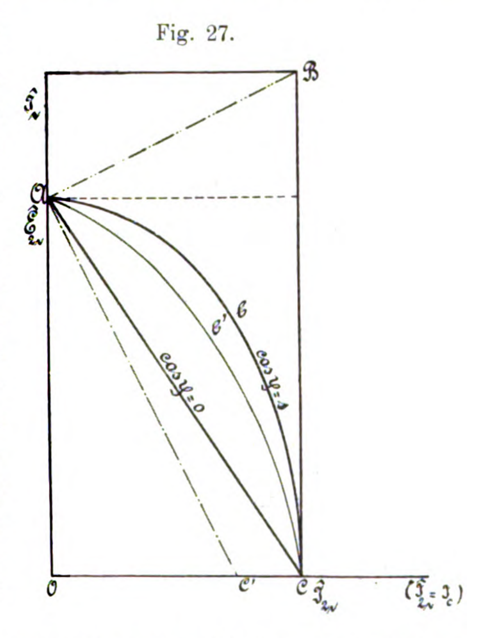


Frequenz ν erzeugen, der wieder auf den Stator zurückwirkt, so daß, wenn der Endwert im Stator $\hat{J}_{S\,(2\,\nu)}$ ist, der Rotorstrom den Wert $\hat{J}_R = \hat{J}_\nu + \frac{J_S}{2}(\nu)$ annehmen wird.

Der Rotorstrom ist demnach eine lineare Funktion des Statorstromes und ist durch die Gerade AB (Fig. 27) dargestellt, wobei $BC = \frac{4}{3}\hat{J}_\nu$ der Maximalwert ist, welcher dem Kurzschluß des Stators entspricht.

Wenn der Rotorstrom unabhängig vom Statorstrom wäre, so würde der Spannungsabfall an den Klemmen der Wicklung II proportional dem Strome $\hat{J}_{2\,\nu}$ sein, d. h. daß die Spannung von $\hat{E}_{2\,\nu}$ auf 0 fallen, während der Strom von 0 auf $\frac{1}{2}\hat{J}_{2\,\nu}$ ansteigen würde (AC' — Fig. 27).

Fig. 27.



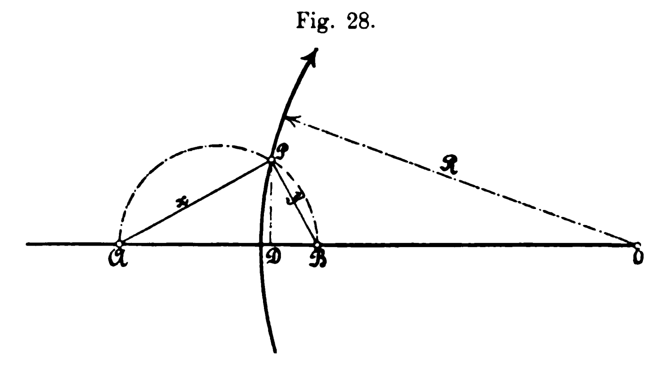
Da der Rotorstrom sich nach einer linearen Funktion des Statorstromes ändert, so wird dies ebenfalls für die Klemmenspannung gelten und die Gerade AC wird somit die Charakteristik für eine induktive Belastung der Wicklung II darstellen; auch die Spannung $\hat{E}_{2\,\nu}$ und der Rotorstrom verändern sich nach einer Geraden.

Wenn wir jetzt auf einen rein Ohmschen Widerstand arbeiten, so wissen wir, daß, wenn der Strom im Rotor unverändert bliebe, die Belastungskurve eine Ellipse durch AC' sein würde. Aber dies ist nicht der Fall und wir können sogar nicht mehr $\hat{J}_R = \hat{J}_\nu + \frac{\hat{J}_S}{2}$ schreiben, denn der Strom von der Frequenz $2\,\nu$ im Stator geht nicht mehr durch seinen Maximalwert im Augenblick, wo die Statorwicklung der des Rotors gegenübersteht. Da trotzdem Gleichgewicht herrscht, so werden bei jeder Belastung zwischen dem Gleichstrome (welcher konstant bleibt), dem Strome von der Frequenz ν im Rotor und dem Strome von der Frequenz $2\,\nu$ im Stator, solche Beziehungen bestehen,

daß sie graphisch durch ein Dreieck OAP (Fig. 28) dargestellt werden können.

Nun eilt die im Stator induzierte E.M.K. von der Frequenz 2ν dem Strome $\hat{J}_\nu$ um 90^0 nach und ist demselben proportional. Da diese E.M.K. in einem Stromkreis von $\cos \varphi = 1$ auftritt, so läßt sie sich in zwei Komponenten zerlegen, deren eine senkrecht zur Stromrichtung ist und deren andere in die Richtung des Stromes fällt; diese

Fig. 28.



letzte stellt uns die Klemmenspannung dar. Die beiden Vektoren AP und BP sind also dem Belastungsstrome resp. der Klemmenspannung proportional.

Es ist nun leicht zu zeigen, daß wir wiederum eine Ellipse erhalten, wenn wir diese Größen in einem rechtwinkligen Koordinatensystem auftragen.

Wir haben:

$$\overline{AP} = x; \ \overline{BP} = y; \ \overline{OP} = R = \text{konstant},$$
$$\overline{AB}^2 = x^2 + y^2; \quad \overline{AB} = K \cdot \overline{OA}$$

und ferner die Beziehungen:

$$\overline{OD}^2 = R^2 - \overline{PD}^2 = R^2 - \overline{AD} \cdot \overline{BD},$$
$$\overline{BD} = \overline{AB} - \overline{AD},$$

also:

$$\overline{OD}^2 = R^2 + \overline{AD}^2 - \overline{AB} \cdot \overline{AD} = (\overline{OA} - \overline{AD})^2$$

und:

$$R^2 + \overline{AD}^2 - \overline{AB} \cdot \overline{AD} = \frac{\overline{AB}^2}{K^2} + \overline{AD}^2 - 2\overline{AD} \cdot \frac{\overline{AB}}{K}.$$

Nun ist:

$$\overline{AB} \cdot \overline{AD} = \overline{AP}^2 = x^2 \text{ und } \overline{AB}^2 = x^2 + y^2.$$

Durch Substitution:

$$R^2 - x^2 = \frac{x^2 + y^2}{K^2} - \frac{2}{K} x^2,$$

$$K^2 R^2 - K^2 x^2 = x^2 + y^2 - 2 K x^2,$$

$$x^2 (K^2 - 2K + 1) + y^2 = K^2 R^2,$$

$$x^2 + \frac{y^2}{K^2 - 2K + 1} = \frac{K^2 R^2}{K^2 - 2K + 1},$$

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$ d. i. die Gleichung einer Ellipse, q. e. d.

Wir sehen also, daß für $\cos \varphi = 1$ die Belastungskurve durch eine Ellipse ABC (Fig. 27) und für $\cos \varphi = 0$ durch eine Gerade AC dargestellt ist; für einen Zwischenwert von $\cos \varphi$ bekommt man eine Ellipse, welche zwischen diesen beiden Kurven, z. B. AbC fällt. Man erhält dieselben Resultate, wenn der Stator kurzgeschlossen und der Rotor Strom liefert; dieser Fall läßt sich vollständig auf dieselbe Weise behandeln.

Es läßt sich zeigen, daß bei Berücksichtigung der dritten und vierten Harmonischen die Belastungskurven ebenfalls nach Ellipsen und Geraden verlaufen; da diese Ableitungen den vorigen analoge sind, wollen wir hier nicht weiter auf die Entwicklung eingehen.

Vierter Teil.

Bestimmung des Spannungsabfalles mittels Diagrammes.

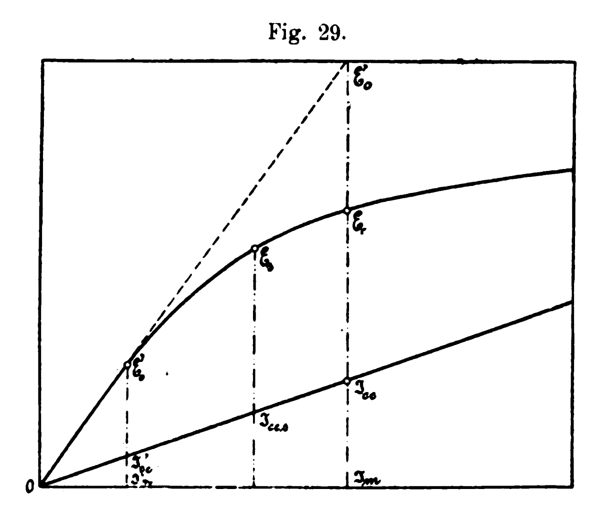
Kapitel I.

Diagramm der Mehrphasenmaschine mit Vollpolen.

a) Fundamentaldiagramm. Unserer ganzen vorhergehenden Abhandlung haben wir eine Spezialmaschine mit vollständig identischem Rotor und Stator zu Grunde gelegt. Das Charakteristische dieser Maschine besteht darin, daß der Polbogen gleich der Polteilung ist oder, wie wir es fernerhin benennen wollen, daß sie Vollpole besitzt, zum Unterschied von der Maschine mit ausgeprägten Polen, wobei diese Gleichheit nicht mehr besteht. Ferner haben wir eine nicht gesättigte Maschine vorausgesetzt, um unsere Untersuchungen nicht durch die Veränderlichkeit der Selbstinduktion zu verwickeln. Diese Bedingung wird im allgemeinen in der Praxis nicht erfüllt, wo man im Gegenteil

vielmehr bemüht ist, die Vorteile, welche die Sättigung darbietet, auszunutzen. Um ganz für sich den Einfluß der Sättigung auf die Belastungskurve verfolgen zu können, betrachten wir wieder unsere Maschine mit Vollpolen; hierbei brauchen wir uns nicht um andere Vorgänge zu bekümmern, welche, wie wir später sehen werden, bei gewöhnlichen Maschinen in Rechnung gezogen werden müssen; nur vergrößern wir dabei den inneren Durchmesser des Rotors so, daß sein Joch gesättigt ist; wir werden sodann den Rotor als primären (erregenden) Teil betrachten, wie dies sich am häufigsten in der Praxis vorfindet. Wir werden wie bisher den Ohmschen Widerstand und die Streuung der Wicklungen vernachlässigen.

Fig. 29.



Es sei E_0 die Magnetisierungskurve, J_{cc} die Kurzschlußkurve (Fig. 29) und J_m die betrachtete Erregung.

Gehen wir vom Kurzschlusse aus: Für diesen Zustand herrscht vollständige Gleichheit zwischen der M.M.K. des Stators und des Rotors; es bleibt somit kein resultierendes Feld übrig und es kann infolgedessen auch keine Sättigung vorhanden sein. Es folgt hieraus, daß die Reaktanz beim Kurzschluß nicht das Verhältnis $\frac{E_0}{J_{cc}}$, sondern das größere Verhältnis $\frac{E_0'}{J_{cc}}$ ist, welches dasselbe ist wie die Reaktanz bei offenem Anker und bei einem Erregerstrom J_m, für welchen die Maschine noch nicht gesättigt ist. Die Erfahrung zeigt uns in der Tat, daß die Kurzschlußkurve immer eine Gerade ist, solange der Streufluß der Feldmagnete die Pole nicht sättigt.

Schalten wir jetzt einen kleinen Widerstand in den Stromkreis des Stators ein, so wird ein schwacher resultierender Kraftfluß auftreten, welcher aber noch nicht genügt, um die Pole zu sättigen. Wenn dieser Widerstand rein induktiv ist, so bleibt die Achse des resultierenden Feldes in der Richtung der Achse des Erregerfeldes; wenn derselbe ein Ohmscher ist, so verschiebt sich zwar die Achse des resultierenden Feldes gegenüber dieser letzteren, aber da die Pole Vollpole sind, tritt überhaupt keine Feldverzerrung [1]) auf, somit keine Aenderung des magnetischen Zustandes und infolgedessen auch keine Veränderung der Reaktanz der Maschine.

Fig. 30.

Und da nun, wenn keine Sättigung auftritt, die Belastungskurve eine Ellipse oder eine Gerade ist, so wird der Teil unserer Belastungskurve, welcher in der Nähe des Kurzschlusses sich befindet, mit dieser Ellipse oder dieser Geraden zusammenfallen (Fig. 30, AC, AC′).

Wenn wir jetzt einen Punkt betrachten, für welchen die Maschine gesättigt ist, so wird die Reaktanz vermindert sein und dem neuen magnetischen Zustande E_1, gegeben durch die Klemmenspannung E_b, entsprechen ($E_1 = E_b$).

Die Reaktanz wird somit $\frac{E_1}{J_{1cc}}$ betragen, und wir werden den dieser Spannung E_b entsprechenden Strom finden, wenn wir den

[1]) Irrtümlicherweise setzt man oft die Amperwindungen des Ankers und der Feldmagnete auf dieselbe Weise bei Maschinen mit ausgeprägten Polen zusammen.



Punkt E_1 auf der Ellipse suchen, welche mit der Leerlaufspannung $\frac{E_1}{J_{1cc}} \cdot J_{cc}$ und dem der Erregung J_m entsprechenden Kurzschlußstrome J_{cc}, konstruiert ist [1]).

Wir ziehen die Aufmerksamkeit auf den Unterschied, welcher besteht zwischen dieser und der alten Kreismethode, welche ebenfalls auf dem Begriff der Selbstinduktion beruht; zwar benutzt diese letztere auch den Kurzschlußstrom J_{cc}, welcher der Erregung J_m entspricht, aber irrtümlicherweise wird hierbei für die Reaktanz mit einem konstanten Wert $\frac{E_0}{J_{cc}}$ gerechnet.

b) Einfluß der primären Streuung. Der Rotorkraftfluß kann in zwei Teile zerlegt werden: der eine (a) das Nutzfeld, welches den Luftraum durchsetzt und in den Anker eintritt, der andere (b) das Streufeld, welches seinen Weg durch sekundäre Kreise nimmt. Es ist der totale Kraftfluß (a + b), welcher die Sättigung und somit die Reaktanz bestimmt, während der Kraftfluß (a) die E.M.K. in der Ankerwicklung hervorruft.

Der Streufluß besitzt natürlich die Form einer Magnetisierungskurve, aber weil der magnetische Widerstand der sekundären Kreise fast nur aus Luftwegen besteht, so kann die Kurve des Streuflusses praktisch als eine Gerade betrachtet werden (Fig. 31).

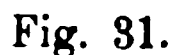
Aus demselben Grunde wird der Ankerkraftfluß, wenn wir bei unerregtem Rotor einen Strom in den Anker hineinschicken, fast vollständig den Rotor durchsetzen und nicht dessen sekundäre Kreise, da, indem der größte Teil der Ankerwindungen vom Luftraum absorbiert worden ist, nur ein sehr kleiner Teil für das Rotoreisen und infolgedessen für die sekundären Wege, die nur ein Nebenschluß dieses letzteren sind, übrig bleibt. Bei Maschinen mit ausgeprägten Polen kann man sich das Magnetrad als einen Rotor mit wenig und sehr großen Nuten vorstellen; umgekehrt besitzt der Stator viele kleine und gut verteilte Nuten; hieraus folgt, daß die Streuung des Rotors bedeutend größer sein wird als die des Stators.

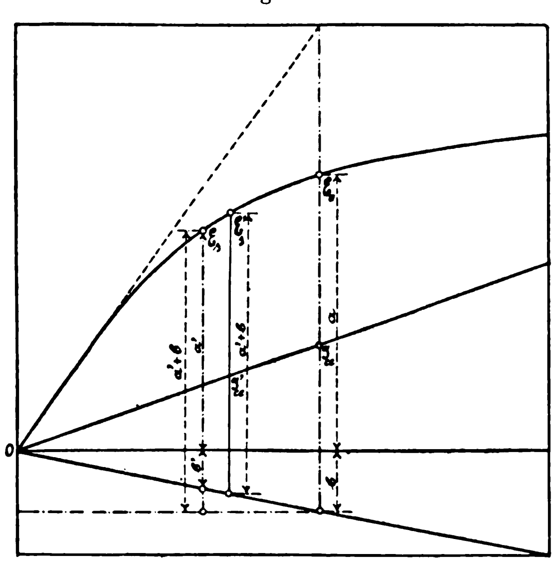
Nehmen wir an, daß unsere Spezialmaschine mit Vollpolen ebenfalls eine große primäre Feldstreuung besitzt, während die des Ankers vernachlässigbar ist, und verfolgen wir ihren Einfluß auf das Diagramm.

---

[1]) Statt dieser Ellipse wird man natürlich den Kreis ziehen, welchen man durch entsprechende Veränderung des Maßstabes für den Kurzschlußstrom erhält.

Bemerken wir, daß, solange der Rotor nicht gesättigt ist, die Magnetisierungskurve unabhängig ist vom magnetischen Widerstand der Streuwege; der Wert dieses magnetischen Widerstandes ist somit ohne Einfluß auf den geraden Teil der Magnetisierungskurve, der dem Luftraume entspricht. Aber bei einem kleinen Werte dieses magnetischen Widerstandes werden sich die Pole, infolge des größeren Streuflusses, bedeutend rascher sättigen; wir werden also bei gleicher Erregung eine geringere Spannung erhalten als im Falle größeren magnetischen Widerstandes. Infolgedessen wird die Reaktanz des Ankers, wenn wir im gesättigten Teile arbeiten, umso kleiner sein,


Fig. 31.



je größer die Streuung ist, während im nichtgesättigten Teile die Streuung ohne jeden Einfluß ist. Der Kurzschlußstrom wird somit für eine gegebene Erregung derselbe bleiben, solange der Streufluß nicht die Pole sättigt.

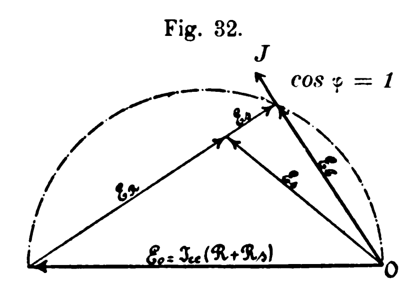
Aber für eine Klemmenspannung E_b und eine Erregung J_m ist die Reaktanz nicht mehr durch $\frac{E_1}{J_{1cc}}$ bestimmt, weil der magnetische Zustand des Rotors, welcher der Klemmenspannung E_b bei einer Erregung J_m entspricht, nicht durch $(a' + b')$, sondern durch $(a' + b)$ gegeben ist (Fig. 31). Die wirkliche Reaktanz wird also durch den Punkt E_1' bestimmt sein und den Wert $\frac{E_1'}{J_{1cc}'}$ besitzen.

Der der Spannung E_b entsprechende Belastungsstrom wird sich durch die Ellipse mit $\frac{E_1'}{J_{1cc}'} \times J_{cc}$ als Leerlaufspannung und J_{cc} als Kurzschlußstrom ermitteln lassen.

c) Einfluß der Ankerstreuung. Ebenso wie der Rotor besitzt auch der Stator Streuwege, welche von denen des Rotors unabhängig sind. Der magnetische Widerstand dieser Streuwege ist konstant, solange die Zähne nicht gesättigt sind. Da dieser Streufluß sich in Phase mit dem Ankerstrome befindet und demselben proportional ist, so ist die von ihm erzeugte E.M.K. um 90° gegen diesen Strom verschoben.

Der Wert der gesamten Reaktanz ist also einfach die Summe der Reaktanz des magnetischen Hauptkreises R und der des Streukreises R_s; die erstere verändert sich mit dem magnetischen Zustande der Maschine, während die letztere praktisch als konstant angesehen werden kann. Der Kurzschlußstrom ist durch die Summe (R_0 [für Nichtsättigung] $+ R_s$) bestimmt, ein Wert, welcher konstant bleiben wird, solange die Maschine nicht gesättigt ist.

Fig. 32.



Man kann also das Diagramm auf die nichtgesättigte Maschine ohne Trennung der Werte R und R_s anwenden. Für die gesättigte Maschine im Gegenteil müssen dieselben getrennt werden, da R sich mit dem magnetischen Zustande E verändert; E ist die Resultierende der Klemmenspannung E_b und der Spannung $E_s = J \cdot R_s$, die senkrecht zum Strome steht (Fig. 32; $\cos \varphi = 1$).

d) Einfluß des Ohmschen Widerstandes des Ankers. Der Ohmsche Widerstand des Ankers bedingt eine Gegen-E.M.K. $E_r = J \cdot r$ in Phase mit dem Strome.

Der magnetische Zustand ist also schließlich durch die Resultierende E der Klemmenspannung E_b, der Gegen-E.M.K. E_r in Phase mit dem Strome und der Gegen-E.M.K. der Streuung E_s senkrecht zum Strome dargestellt.

Kapitel II.

Diagramm der Mehrphasenmaschine mit ausgeprägten Polen.

Die Vorgänge in dieser Maschine können auf dieselbe Weise wie die in den Maschinen mit Vollpolen behandelt werden; beim Kurz-

schluß sind ebenfalls die M.M.K. des Stators und des Rotors einander entgegengesetzt gerichtet, so daß kein anderes Feld wie das schwache Streufeld auftritt. (Wir sehen vorläufig von etwaigen Nebenerscheinungen ab.) Wenn wir in den Ankerstromkreis einen schwachen induktiven Widerstand einschalten, so wird die Achse des kleinen resultierenden Kraftflusses in der Achse der Feldmagnete bleiben; dies wird aber nicht mehr der Fall sein, wenn der induktive Widerstand durch einen Ohmschen ersetzt wird; infolge der Verschiebung des Ankerstromes verschiebt sich die Achse des Ankerfeldes gegen die des Erregerfeldes und die Achse des resultierenden Feldes wird somit auch gegen diese Achse verschoben sein. In der Maschine mit Vollpolen geschieht dasselbe, aber dort ist der magnetische Widerstand des Ankerkreises unabhängig von der relativen Lage, welche das resultierende Feld dem Rotor gegenüber einnimmt. Hier dagegen ist der magnetische Widerstand wesentlich von der Lage des resultierenden Feldes abhängig; da dieses Feld sich nicht frei ausdehnen kann, muß eine Feldverzerrung eintreten, was bei Maschinen mit Vollpolen nicht der Fall ist. Um die Folgen dieser Feldverzerrung zu bestimmen, wollen wir zwei magnetische Kreise unterscheiden:

1. der magnetische Hauptkreis des Ankerfeldes, welches sich durch die Polkerne schließt, und dessen Feld das Gegenfeld genannt wird, weil dasselbe genau mit der Richtung des Erregerfeldes zusammenfällt; und

2. der magnetische Kreis des Ankerfeldes, welches seinen Weg quer durch die Polschuhe nimmt, ohne die Kerne zu durchsetzen und dessen Feld deshalb das Querfeld genannt wird. Wir zerlegen nun den Ankerkraftfluß entsprechend diesen beiden magnetischen Kreisen in ein Gegen- und ein Querfeld und der magnetische Zustand der Feldmagnete wird eben durch den gleichzeitigen Einfluß dieser beiden Felder gegeben sein und mit ihm die Reaktanz des Ankers.

a) Das Gegenfeld ψ_a und das Querfeld ψ_t in Abhängigkeit vom Verhältnis $\alpha = \frac{\text{Polbogen}}{\text{Polteilung}}$. Wir denken uns die Ankerwicklung derartig auf dem Ankerumfange angebracht, daß bei Gleichheit von Polbogen und Polteilung ($\alpha = 1$, Vollpolen) eine sinusförmige Verteilung des Feldes dem Luftraum entlang stattfindet. Für diesen Fall ($\alpha = 1$) sind die magnetischen Widerstände des Gegen- und des Querfeldes einander gleich, für denselben Strom werden die beiden Felder also auch denselben Wert besitzen.

Verkleinern wir jetzt den Polbogen ($\alpha < 1$), so ist es leicht ein-

zusehen, daß für den gleichen Strom die Felder ψ_a und ψ_t sich nach folgenden Gesetzen verändern werden:

$$\psi_a = \psi \sin\left(\alpha \frac{\pi}{2}\right) \text{ und } \psi_t = \psi \cdot \left(1 - \cos \alpha \frac{\pi}{2}\right),$$

wobei ψ das den Vollpolen entsprechende Feld bedeutet. Ihr Verhältnis ist somit gegeben durch:

$$\frac{\psi_t}{\psi_a} = \frac{1 - \cos\left(\alpha \frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\alpha \frac{\pi}{2}\right)} = \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha \pi}{4}\right) \quad \text{(Fig. 33a, b und c).}$$

Der Erregerkraftfluß ist ebenfalls eine Funktion von α, aber auf andere Weise; je nach der Anordnung der Pole wird die Feldverteilung mehr oder weniger von der Sinusform abweichen und sein Wert kann sogar fast proportional mit α sich verändern. Ferner umschließen hier alle Windungen einer Spule denselben Kraftfluß, so daß dieser ein direktes Maß für die Selbstinduktion der Erregerwicklung darstellt, was bei der Ankerwicklung nicht der Fall ist.

Fig. 33a und b.

Fig. 33c.

Betrachten wir z. B. die Lage des Rotors, bei welcher Pol- und Spulenachse zusammenfallen, so sehen wir, daß der Kraftfluß, der von einer Windung umschlossen wird, verschieden ist für die Windungen, die sich unter dem Polschuh befinden, während er derselbe bleibt für die Windungen, welche außerhalb liegen. Wenn dieser Kraftfluß ein Wechselfluß wäre, so ist es klar, daß die in jeder Windung induzierte E.M.K., entsprechend dem umschlossenen Kraftfluß verschieden sein wird.

Die Gesamt-E.M.K., welche das Gegenfeld ψ_a in der sinusförmig verteilten Ankerwicklung erzeugen würde, wenn dieses Feld ein sich sinusförmig veränderndes Wechselfeld wäre, beträgt:

$$E_a = \int_0^{\alpha \frac{\pi}{2}} \psi \sin^2 x \, . \, dx + \psi \sin \frac{\alpha \pi}{2} \int_{\frac{\alpha \pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin x \, . \, dx$$

$$= \frac{\pi}{4} \psi \left(\alpha + \frac{1}{\pi} \sin \alpha \pi\right),$$

wobei ψ den Maximalwert des Feldes pro Zentimeter Polbogen darstellt.

Für $\alpha = 1$ wird: $E_a = \frac{\pi}{4} \psi = E_0$, die bei Vollpolen induzierte E.M.K.; für irgend einen anderen Wert von α wird also die induzierte E.M.K. $K_a = \left(\alpha + \frac{1}{\pi} \sin \alpha \pi\right)$ mal die bei Vollpolen induzierte E.M.K. sein.

Auf dieselbe Weise erhält man die vom Querfelde induzierte E.M.K., wenn die von der Maschine mit Vollpolen induzierte mit dem Faktor: $K_t = \left(\alpha - \frac{1}{\pi} \sin \alpha \pi\right)$ multipliziert wird. Denn:

$$E_t = \int_{(1-\alpha)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \psi \sin^2 x \, dx - \psi \sin \frac{(1-\alpha)\pi}{2} \int_{(1-\alpha)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin x \, . \, dx$$

$$= \frac{\pi}{4} \psi \left(\alpha - \frac{1}{\pi} \sin \alpha \pi\right).$$

Diese Formel ist unter der Annahme aufgestellt, daß überhaupt keine Kraftlinien seitlich in den Polschuhen eintreten; in Wirklichkeit ist dies nicht der Fall und wir berücksichtigen den Einfluß derselben, indem wir dem Ausdruck für E_t den folgenden Korrektionsfaktor beifügen:

$$(1-\alpha) \frac{\pi}{2} \, . \, a \, \psi \int_{(1-\alpha)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin x \, dx = \frac{\pi}{4} \psi \left[a \, (1-\alpha) \sin \frac{\alpha \pi}{2}\right].$$

Der Wert von **a** nimmt mit α zu; man kann praktisch bei $\alpha = 0{,}5$ für a den Wert 0,08 annehmen.

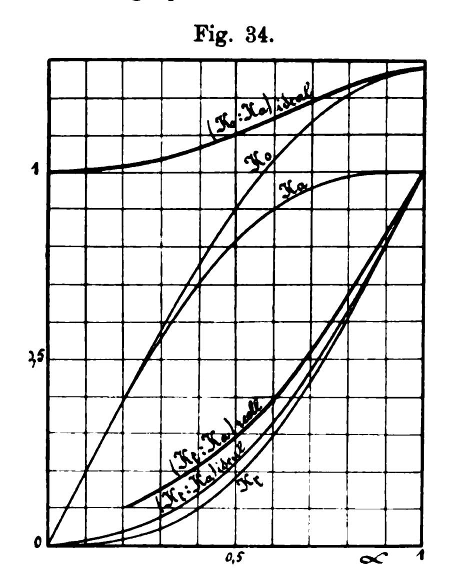
Endlich können wir für das Erregerfeld einen Faktor K_0 bestimmen, welcher, unter der Annahme, daß die Induktion über die ganze Ausdehnung des Polschuhes konstant ist, den Wert $K_0 = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\alpha \pi}{2}$ besitzt, denn:

$$E_0' = \int_0^{\alpha \frac{\pi}{2}} \psi \,.\, x \, d x + \psi \frac{\alpha \pi}{2} \int_{\frac{\alpha \pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin x \, d x = \psi \sin \alpha \frac{\pi}{2}$$

$$= E_0 \frac{4}{\pi} \sin \alpha \frac{\pi}{2}.$$

Jedoch kann die Form des Erregerfeldes eine ganz andere sein, mehr zugespitzt, so daß der Wert von K_0 eventuell gleich und sogar kleiner als der von K_a werden kann. Die Fig. 34 gibt die berechneten Werte von K_a, K_t, K_0 und ihr Verhältnis in Abhängigkeit von α; es würde interessant sein, die Kurve der reellen Werte von $\frac{K_t}{K_a}$ durch Versuche zu bestätigen.

Fig. 34.



Bemerkung: In Wirklichkeit werden die von dem Gegen- und Querfelde in der Ankerwicklung induzierten E.M.K. nicht von sich sinusförmig verändernden Wechselfeldern, sondern von konstanten Feldern, welche sich mit dem Rotor drehen, hervorgerufen. Es folgt hieraus, daß die Wellen der E.M.K.-Kurven keine einfachen Sinuswellen sind; ihre Formen sind vielmehr von denen dieser Felder abhängig; es ist dann aber nicht mehr zulässig, die Effektivwerte dieser E.M.K. vektoral zusammenzusetzen, denn es dürfen nur sich sinusförmig verändernde Größen derselben Frequenz in ein und demselben Diagramm eingeführt werden.

Wir können also in unserem Diagramm nur die Fundamentalwellen der Reihe von Sinusoiden, in welche die E.M.K.-Kurven zerlegt werden können, einführen.

Nun ist die Berechnung von E_a und E_t, so wie wir sie soeben gegeben haben, praktisch nichts anderes, wie die Berechnung dieser Fundamentalwellen.

Die Fundamentalwellen dehnen sich sinusförmig über die ganze Polteilung aus, es ist also in Bezug auf die von ihnen induzierte E.M.K. gleichgültig, ob die Felder der Wicklung gegenüber drehende oder sich sinusförmig wechselnde sind.

Es genügt somit, daß als wechselndes Feld die höheren Harmonischen keine E.M.K. induzieren, damit unsere Berechnung sich nur auf die Fundamentalwellen bezieht. Es ist nun leicht, sich durch Rechnung oder durch graphische Darstellung zu vergewissern, daß diese Bedingung erfüllt ist.

b) Reaktanz. Die obige Ueberlegung zeigt uns, daß der Selbstinduktionskoeffizient einer einzelnen Windung kein direktes Maß für die Selbstinduktion der Maschine darstellt; jede Windung hat zwar seine ganz bestimmte Selbstinduktion, aber sie ändert sich von Windung zu Windung und für die gesamte Spule kann nur noch von einer scheinbaren Selbstinduktion die Rede sein, deren Wirkung der Resultierenden der Wirkungen der Selbstinduktion jeder Windung äquivalent ist. Wir können die scheinbare Selbstinduktion auf folgende Weise einführen: wenn ψ_0 den gesamten Kraftfluß eines Rotorpoles darstellt, so wird die von diesem Kraftflusse induzierte E.M.K. proportional $K_0 \,.\, \psi_0$ sein.

Der Kraftfluß ψ_0 wird vom Erregerstrome J_0 in einem Kreise von der scheinbaren Selbstinduktion L_0 erzeugt; die im Anker induzierte E.M.K. ist somit: $E_0 = c \,.\, K_0 \,.\, L_0 \,.\, J_0$, d. h. die Konstante des magnetischen Kreises ist durch den Ausdruck $K_0 \,.\, L_0$ charakterisiert. Diesen Ausdruck werden wir die Reaktanz des Rotorkreises nennen.

Man kommt auf dieselbe Weise zu dem Begriff der Reaktanz für den magnetischen Kreis des Gegenfeldes, welcher $K_a\,L$ und den des Querfeldes, welcher $K_t \,.\, L$ ist, wo L den Selbstinduktionskoeffizienten des magnetischen Kreises für Vollpole darstellt. (Nachdem die Magnetisierungskurve aufgenommen ist, braucht man sich nicht mehr mit dem Faktor K_0 zu beschäftigen, denn die Unterbrechung der Pole ist bereits in der Kurve enthalten.)

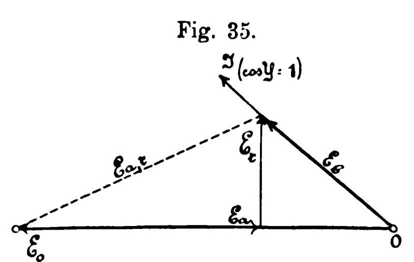
Um unser Diagramm auf Maschinen mit ausgeprägten Polen anwenden zu können, genügt es, den Belastungsstrom in zwei Ströme zu zerlegen, deren einer in Phase mit der erzeugten E.M.K. E_0 und deren anderer um 90^0 verschoben ist; dieser letztere Strom erzeugt das Gegenfeld im Kreise von der Reaktanz $K_a\,L = R_a$ und der

erstere ruft das Querfeld im Kreise von der Reaktanz $K_t \cdot L = R_t$[1]) hervor.

Die E.M.K. E_a und E_t, welche ihren Kraftflüssen proportional sind und ihnen um 90° nacheilen, setzen sich im Diagramm zu der resultierenden E.M.K. $E_{a,t}$ zusammen, welche mit E_0 die Klemmenspannung E_b liefert (Fig. 35).

Zur Aufzeichnung des Diagrammes genügt es somit, den Wert von R_a und α zu kennen; R_t ist dann gegeben durch das Verhältnis $\frac{R_t}{R_a} = \frac{K_t}{K_a}$, welches für ungesättigte Maschinen konstant ist. Man bestimmt den Wert von R_a vermittels des Kurzschlußstromes.

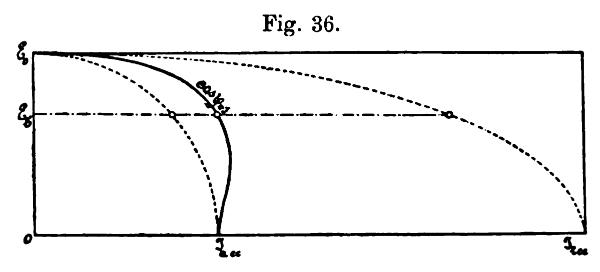
Fig. 35.



Die äußere Charakteristik, welche wir auf diese Weise erhalten, ist nicht mehr eine Ellipse; sie hat die Form der Kurve ($\cos \varphi = 1$) Fig. 36, welche die Charakteristik einer ungesättigten Maschine bei induktionsfreier Belastung darstellt.

Die Form dieser Kurve läßt sich leicht erklären; im Anfange der Belastung ist die Verschiebung zwischen dem Strome und der E.M.K. E_0 sehr gering und der Strom ist fast nur ein Querstrom; die Kurve wird somit der Ellipse mit dem Kurzschlußstrome $J_{t\,cc}$,

Fig. 36.



entsprechend der Reaktanz R_t, folgen; dagegen ist am Ende der Belastung die Verschiebung sehr groß und die Kurve wird sich der Ellipse mit dem Kurzschlußstrome $J_{a\,cc}$, entsprechend der Reaktanz R_a, nähern. Die Form der Kurve ist somit wesentlich vom Verhältnis $\frac{R_t}{R_a}$ abhängig; wenn dieses Verhältnis klein genug ist, zeigt sich die Möglichkeit, daß, für ein und dieselbe Erregung, Belastungsströme auftreten, welche den Kurzschlußstrom übersteigen. Dies ist eine

[1]) Wir betrachten natürlich nur die Grundwellen.

Folge der Veränderung der Reaktanz der Maschine; die Reaktanz derselben vermindert sich dann rascher, als die gesamte Impedanz, mit dem äußeren Stromkreise inbegriffen, sich erhöht. Wir werden später sehen, daß diese Vorgänge in unseren praktischen Maschinen noch wahrgenommen werden können, trotzdem verschiedene Einflüsse entgegengesetzt wirken. Bei rein induktiver Belastung ist der Strom ein vollständiger Gegenstrom; die Belastungskurve wird also immer eine Gerade sein, genau wie dies bei der Maschine mit Vollpolen der Fall ist.

c) Einfluß der Sättigung. Wir wollen jetzt untersuchen, welchen Einfluß die Sättigung auf die Reaktanz des magnetischen Gegen- und Querkreises ausübt. Wir nehmen an, daß Sättigung nur in den Feldmagneten auftritt; in Wirklichkeit begegnet man selten Maschinen mit gesättigtem Anker, aus dem einfachen Grunde, weil dies für die Betriebsbedingungen gewöhnlich nicht vorteilhaft ist.

Was den Gegenkreis anbelangt, so ist hierbei nichts Besonderes zu erwähnen; man kann für jeden magnetischen Zustand den Wert von R_a mittels der Magnetisierungs- und der Kurzschlußkurve finden, genau auf dieselbe Weise wie früher für die Maschine mit Vollpolen; die Streuung der Feldmagnete spielt hier dieselbe Rolle und wird in derselben Weise berücksichtigt.

Was den Wert von R_t betrifft, so wollen wir zeigen, daß dieser unabhängig vom magnetischen Zustande der Maschine ist und daß sein Wert immer gleich ist dem von R_a für Nichtsättigung, multipliziert mit dem Verhältnis $\frac{K_t}{K_a}$.

Denn denken wir uns den Anker in der Querstellung und von einem Strome durchflossen, während die Pole nicht erregt sind, so wird sein Feld sich quer durch die Polschuhe schließen.

Anderseits, wenn wir die Pole bei stromlosem Anker erregen, so werden die Ankerspulen überhaupt keine Kraftlinien umschließen, da ebensoviele Kraftlinien ein- wie austreten. Wenn wir jetzt durch den Anker denselben Strom schicken wie vorher, so wird gar keine Veränderung der Zahl der Kraftlinien der Feldmagnete eintreten, sondern nur eine Verschiebung der Kraftlinien der Feldmagnete im Luftraume, so daß die Ankerwicklung genau von derselben Anzahl Kraftlinien durchsetzt wird wie früher, als die Pole nicht erregt waren und dies ganz unabhängig von der Stärke der Erregung der Feldmagnete. Es folgt hieraus, daß der Wert der Querreaktanz unabhängig ist vom magnetischen Zustande der Feldmagnete; er bleibt somit konstant.

Dabei setzen wir natürlich voraus, daß die Aenderung der Feldverteilung keine lokale Sättigung weder in den Ankerzähnen noch in den Polkernen der Feldmagnete [1]) zur Folge hat.

d) Einfluß der Streuung. Die Streuung der Feldmagnete und die des Ankers lassen sich auf dieselbe Weise wie bei unserer Idealmaschine behandeln. Die Ankerstreuung erzeugt eine E.M.K., welche dem Strome proportional ist und demselben um 90° nacheilt; der Wert seiner Reaktanz läßt sich durch Rechnung oder Versuch bestimmen.

Die Streuung der Feldmagnete wird am einfachsten durch Rechnung bestimmt [2]).

e) Einfluß der Feldform. Das Diagramm, so wie wir es jetzt aufgestellt haben, bezieht sich natürlich nur auf die Fundamentalgrößen; der Einfluß der höheren Harmonischen kann nicht in einem Vektordiagramm berücksichtigt werden.

Was die Form des primären Feldes und des sekundären Gegenfeldes betrifft, so unterscheidet sie sich nur wenig von einer Sinusoide; übrigens trägt man derselben Rechnung durch die Magnetisierungskurve, welche den Faktor K_0 enthält und durch den Kurzschlußstrom, welcher, als fast vollständiger Gegenstrom, die Faktoren K_0 und K_a enthält.

Wenn also, bei irgend einer Belastung zwischen Leerlauf und Kurzschluß, nur Faktoren von einer K_0 und K_a ähnlichen Form in Rechnung kämen, würde man ohne weiteres die Magnetisierungs- und die Kurzschlußkurve zur Bestimmung dieser Faktoren benutzen können. Dies ist aber ganz und gar nicht der Fall für das Querfeld, welches eine Form von ganz anderem Charakter besitzt und welches E.M.K. höherer Frequenz erzeugt, die nicht vernachlässigt werden können.

Die Spannung an den Klemmen bei irgend einer Belastung wird also nicht mehr einfacher Frequenz sein, sondern sich aus Spannungen verschiedener Frequenz zusammensetzen; der magnetische Zustand der Maschine ist also nicht ohne weiteres durch die gemessene Klemmen-

---

[1]) Die Tatsache, daß die Querreaktanz konstant ist und unabhängig von der Polsättigung, ist nicht nur vorteilhaft für den Spannungsabfall, sondern auch sehr vorteilhaft für den Parallelbetrieb der Alternatoren. Der Ausgleichsstrom zwischen zwei Maschinen ist größtenteils ein Wattstrom, dessen Wert also durch R_t bedingt ist und infolgedessen von der Sättigung unbeeinflußt bleibt. Es ist sogar vorteilhaft, die Polkerne zu sättigen, denn für dasselbe Verhältnis zwischen Kurzschlußstrom und Normalstrom wird R_t für die gesättigte Maschine größer sein.

[2]) Später werden wir eine experimentelle Methode zur Bestimmung der primären Streuung behandeln.

spannung gegeben, sondern ist von seiner Komponente der Grundfrequenz abhängig.

Es würde sehr kompliziert sein, den genauen Einfluß von allen diesen höheren Harmonischen aufzusuchen; im allgemeinen ist ihr Einfluß von der Größe einer Korrektion und es ist deshalb vorzuziehen, nur mit den Fundamentalwerten zu arbeiten, d. h. mit einem einfachen Diagramm, und zu wissen, in welchem Sinne die Korrektion anzubringen ist, sowie die Wichtigkeit derselben zu kennen.

Bei der Aufstellung dieses Diagrammes für eine gegebene Erregung nehmen wir irgend einen magnetischen Zustand an und suchen den ihm zugehörigen Strom und die ihm zugehörige Spannung auf. Spätere Untersuchungen werden zeigen, daß die Ergebnisse dieses Fundamentaldiagrammes nur sehr wenig von den Versuchsergebnissen abweichen, wenn die Spannung pro Phase gemessen wird. Es muß nämlich ein Unterschied gemacht werden zwischen der verketteten Netzspannung und der zwischen einer Klemme und dem neutralen Punkte gemessenen Phasenspannung.

Denn es ist leicht ersichtlich, daß in einer Dreiphasenwicklung die E.M.K. von dreifacher Frequenz, welche in jeder Phase induziert werden (und es sind gerade diese Harmonischen, welche bei der Querspannung ausgesprochen zu Tage treten), unter sich in Phase und entgegengesetzt gerichtet sind; diese E.M.K. kommen somit nicht für die Netzspannung in Betracht. Es folgt hieraus, daß sich das Verhältnis der Netzspannung und der Phasenspannung mit der Belastung ändern wird. Es würde also genügen, den Wert der E.M.K. dreifacher Frequenz zu kennen, um mittels der durch das Diagramm gefundenen Phasenspannung, die Netzspannung zu finden, welche durch $\sqrt{E_b^2 - E_{3\nu}^2}$ gegeben ist.

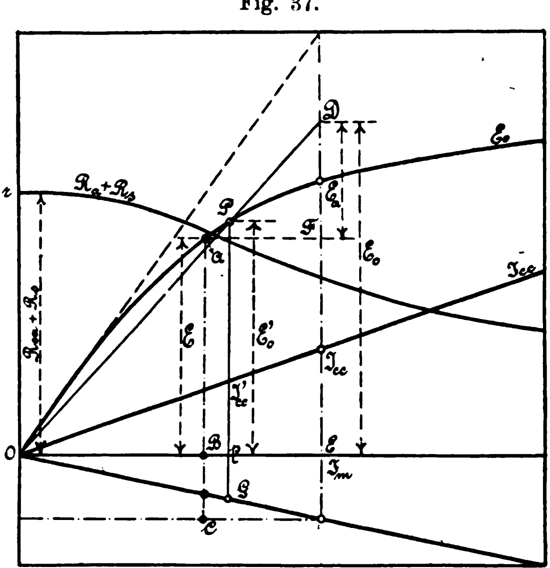
Es ist hervorzuheben, daß bei rein induktiver Belastung, wobei das Querfeld nicht auftritt, das Verhältnis zwischen diesen Spannungen unverändert bleiben muß; in der Praxis, wo man immer mit einer gewissen Phasenverschiebung arbeitet, wird diese Korrektion also von geringerer Wichtigkeit in der Nähe der Normalbelastung.

Bemerken wir noch, daß die Ströme höherer Frequenz, welche die Folge dieser E.M.K. sind, weniger als man auf den ersten Blick glauben würde, durch die Reaktanz der Maschine selbst begrenzt sind.

Die Foucaultströme, welche in den massiven Polen induziert werden, wirken entmagnetisierend und ihre Reaktanz ist infolgedessen im Vergleiche zu der des Fundamentalstromes gar nicht im Verhältnis der Frequenzen erhöht.

f) **Endgültiges Diagramm.** Verfolgen wir jetzt, wie sich das Diagramm der Fundamentalspannungen für induktionsfreie Belastung gestaltet. Wir kennen durch Versuch oder durch Rechnung die Magnetisierungskurve und die Kurzschlußkurve in Abhängigkeit der Erregung; ferner die Streuung des Ankers und der Feldmagnete und den Ohmschen Widerstand der Ankerwicklung pro Phase.

Fig. 37.



Wir können dann die Kurve der Reaktanz $R_a + R_s$ aufzeichnen, welche nichts anderes als das Verhältnis $\frac{E_0}{J_{cc}}$ darstellt [1]).

Für Nichtsättigung ergibt sich:

$R_{0a} + R_s = \overline{Or}$, woraus $R_{0a} = \overline{Or} - R_s$ und $R_t = (\overline{Or} - R_s)\,\frac{K_t}{K_a}$ [2]) (Fig. 37).

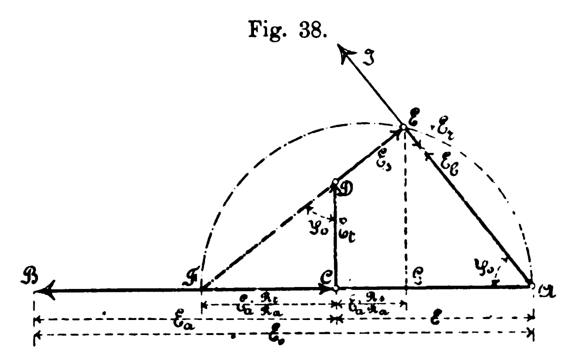
[1]) Der Ohmsche Widerstand des Ankers hat im Kurzschlußdiagramme eine Ohmsche Spannung E_r und eine Querspannung E_t zur Folge, aber der Einfluß derselben auf den Wert von R_a ist so gering, daß es im allgemeinen gerechtfertigt ist, sie zu vernachlässigen.

[2]) Da eine Verkleinerung des Polbogens den magnetischen Widerstand des Hauptfeldes sowohl wie den des Gegenfeldes erhöht, wird der theoretische Kurzschlußstrom nur wenig durch das Verhältnis $\frac{\text{Polbogen}}{\text{Polteilung}}$ beeinflußt. Der theoretische Kurzschlußstrom hat somit annähernd denselben Wert wie für Maschinen mit Vollpolen, d. h.

Suchen wir jetzt den Strom und die Klemmenspannung, welche dem magnetischen Zustande, definiert durch die Spannung E bei der Erregung J_m, entspricht. Der Kraftfluß, welcher unter diesen Bedingungen die Polkerne durchsetzt, wird gleich der Summe der Kraftflüsse sein, welche dieser Spannung E und dem der Erregung zugehörigen Streufluß entspricht. Die Reaktanz bei diesem magnetischen Zustande wird durch den Punkt P dargestellt sein, wenn $P . G = A . C$; denn in diesem Punkte wird derselbe totale Kraftfluß die Pole durchsetzen, man wird also: $R_a + R_s = \frac{\overline{P p}\,(E_0')}{J_{cc}'}$ haben.

Ziehen wir jetzt die Gerade OP, so wird $DE = E_0$ die E.M.K. darstellen, welche bei der Erregung J_m in der Maschine induziert

Fig. 38.



werden würde, wenn der magnetische Zustand der des Punktes P bliebe; wir haben dann: $\frac{E_0}{J_{cc}} = \frac{E_0'}{J_{cc}'}$, d. h. $E_0 = (R_a + R_s) . J_{cc}$.

Da nach unserer Annahme die Spannung in der Maschine durch E gegeben ist, so muß also $DF = E_0 - E$ die Gegenspannung darstellen, welche der zu E_0 senkrechten Stromkomponente angehört, d. h. $E_a = R_a . J \sin \varphi_0$ (s. Fig. 38).

Die Querspannung, welche dem Strome $J \cos \varphi_0$ angehört, ist senkrecht zu E_a (in CD) und $E_t = R_t . J \cos \varphi_0$. Zur Bestimmung der Klemmenspannung E_b müssen wir noch die resultierende Spannung AD zusammensetzen mit der Streuspannung $E_s = J . R_s$, welche dem

---

$$\text{AW-Feld} = 1{,}5 . \sqrt{2} . \text{AW-Anker pro Phase},$$
$$J_c . s = 2{,}12 . J_1 . s_1,$$

woraus

$$J_1 = \frac{J_c . s}{2{,}12 . s_1} \quad \text{und} \quad R_{0a} = \frac{E_0}{J_1}.$$

Natürlich darf bei dieser Annäherung der Einfluß des Luftraumes, der Nutenzahl etc. nicht ganz außer Acht gelassen werden.

Strome proportional ist und um 90^0 nacheilt, und mit dem Ohmschen Spannungsabfall $E_r = J \cdot r$, welcher in Phase mit dem Strome und der Klemmenspannung sich befindet.

Verlängern wir jetzt die Gerade ED bis an F, so ist der Winkel $F\hat{D}C = \varphi_0$. Es folgt dann, daß: $\overline{FC} = \overline{DC}\, tg\, \varphi_0 = J \cos \varphi_0\, R_t \cdot tg\, \varphi_0 = J \sin \varphi_0 \cdot R_t$.

Da $\overline{CB} = J \sin \varphi_0 \cdot R_a$ ist: $\frac{\overline{FC}}{\overline{BC}} = \frac{R_t}{R_a}$.

Ferner ist: $\overline{FD} = \sqrt{(J \cos \varphi_0\, R_t)^2 + (J \sin \varphi_0\, R_t)^2} = J \cdot R_t$, d. h. $\overline{FE} = J\,(R_t + R_s)$ und $\overline{CG} = \overline{DE} \sin \varphi_0 = J R_s \sin \varphi_0$, woraus $\frac{\overline{CG}}{\overline{CB}} = \frac{R_s}{R_a}$ und da der Winkel E nach Konstruktion ein rechter ist, erhalten wir das folgende Diagramm:

Wir schlagen einen Halbkreis über $\left(E + E_a \frac{R_t}{R_a}\right)$ als Durchmesser; wenn wir eine Senkrechte im Punkte G errichten, welcher den Durchmesser in $\left(E_a \frac{R_t + R_s}{R_a}\right)$ und $\left(E - E_a \frac{R_s}{R_a}\right)$ zerlegt, so werden die beiden Sehnen $\overline{FE}$ und $\overline{EA}$ die Werte $J\,(R_t + R_s)$ resp. $E_b + J \cdot r$ darstellen.

Man erhält somit: $J = \frac{\overline{FE}}{R_t + R_s}$ und $E_b = \overline{EA} - J \cdot r$.

Für jede beliebige äußere Phasenverschiebung setzt sich das Diagramm auf dieselbe Weise zusammen, aber infolge der Verschiebung zwischen Strom und Spannung nimmt es eine andere Form an.

Die Streuspannung ist immer senkrecht zum Strome und der Ohmsche Spannungsabfall in Phase mit demselben. Wir können also ein Dreieck FKA konstruieren, in welchem:

$$\overline{F \cdot K} = J\,(R_t + R_s - r\, tg\, \varphi),$$

$$\overline{K \cdot A} = E_b + \frac{J \cdot r}{\cos \varphi}$$

und der Winkel

$$F\hat{K}A = 90 + \varphi;$$

ferner muß der Punkt K auf einem Kreisbogen liegen mit AF als Sehne und dessen Mittelpunkt sich auf einer Geraden AO befindet, welche den Winkel φ mit der Sehne bildet.

Dieser Bogen läßt sich auf dieselbe Weise bestimmen wie der

Halbkreis für $\cos\varphi = 1$, und die beiden Strecken $\overline{FK}$ und $\overline{KA}$ geben uns:

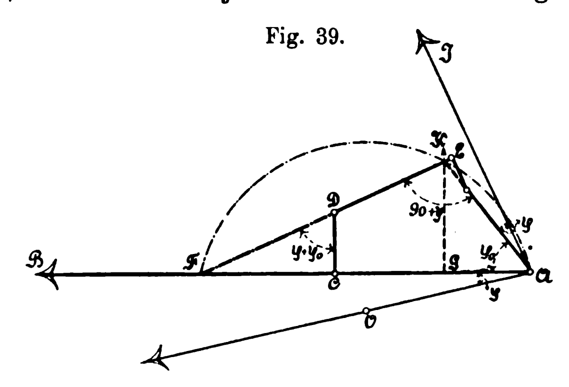
$$J = \frac{\overline{F.K}}{R_t + R_s - r \operatorname{tg}\varphi} \quad \text{und} \quad E_b = \overline{KA} - \frac{J.r}{\cos\varphi} \quad \text{(Fig. 39).}$$

Setzen wir $\cos\varphi = 1$, so erhalten wir die oben angegebenen Formeln für induktionsfreie Belastung.

Schließlich für $\cos\varphi = 0$ wird der Kreisbogen eine Gerade FA, und da zu gleicher Zeit r gleich Null wird, erhält man $E_b = \overline{GA}$ und $J = \frac{\overline{F.G}}{R_t + R_s}$, oder was dasselbe bedeutet: $J = \frac{\overline{BG}}{R_a + R_s}$.

Der Wert $\overline{AF}$, welcher als Durchmesser oder als Fundamentalsehne dient, ändert sich für jeden Punkt der Belastungskurve.

Fig. 39.



Unser Diagramm gestattet also nicht mit einem Blick die Veränderung von Strom- und Klemmenspannung zu übersehen; man muß auf rechnerischem Wege vorgehen, was übrigens keine weitere Schwierigkeiten bietet. Indessen, wenn man die verschiedenen Kreisbögen aufzeichnet für eine gegebene Erregung und eine bestimmte äußere Phasenverschiebung, indem man jedesmal den erhaltenen Punkt notiert, kann man alle diese Punkte durch eine Kurve verbinden, welche der Eiform ähnelt, und welche durch den Punkt A und einen Punkt B, gegeben durch $\overline{AB} = E_0$, d. h. die der gewählten Erregung entsprechende Leerlaufspannung, geht. Wenn wir uns jetzt einen Winkel von $(90^0 + \varphi)$ ausschneiden und den Scheitelpunkt des Winkels der Eikurve entlang bewegen, wobei ein Schenkel immer durch den Punkt A geht, so geben uns für jede Lage des Dreieckes die beiden Strecken $\overline{KA}$ und $\overline{KF}$ ein Bild des Stromes und der jeweiligen Klemmenspannung.

Die Konstruktion dieser Kurven für verschiedene $\cos\varphi$ ist sehr einfach, wir werden später ein Beispiel davon geben (Fig. 51).

Kapitel III.

Anwendung des Diagrammes der Mehrphasenmaschine.

Um das theoretische Diagramm, das wir im vorhergehenden Kapitel abgeleitet haben, auf seinen praktischen Wert zu prüfen, wollen wir dasselbe auf einige Maschinen anwenden, von denen wir sehr vollständige Versuche besitzen, welche mit der nötigen Sorgfalt ausgeführt worden sind, um maßgebend zu sein.

Wir werden die vollständigen Berechnungen von einigen Kurven angeben, um an einem Beispiel die Anwendung des Diagrammes zu erläutern.

Die erste dieser Maschinen ist eine kleine Drehstrommaschine von 4 K.V.A., 100 Volt pro Phase, 40 ν und 1200 Umdrehungen, ausgeführt in den Werkstätten der „Société Anonyme des Constructions Electriques de Charleroi", nach folgenden Daten:

Anker:	
Außendurchmesser	330 mm
Innendurchmesser	200 mm
Länge	130 mm
Nuten	48 (8 × 20,5) (Fig. 40a)
Drähte pro Nute	10 (2,7 ‖ 3,0)
Schaltung der Phasen	Stern
Widerstand pro Phase (warm)	0,2 Ω
Feldmagnete (4polig):	
Außendurchmesser	198 mm
Luftraum einseitig	1 mm
Polschuhe	75 × 130 mm ($\alpha = 0,5$)
Polquerschnitt	51 cm²
Kernhöhe	43 mm (Fig. 40b)
Windungen pro Spule	515 (1 ‖ 1,3)

Die Magnetisierungskurve (Spannung pro Phase) und die Kurzschlußkurve sind in der Fig. 41 dargestellt.

Das Verhältnis $\frac{E_0}{J_{cc}}$ gibt uns für jede Erregung die Summe $(R_a + R_s)$, entsprechend dem magnetischen Zustande bei geöffnetem Ankerstromkreis.

In ungesättigtem Zustande ist $R_{0a} + R_s = 9,45\ \Omega$. Die Abmessungen der Maschine gestatten uns nun R_s zu berechnen, welche, wie wir wissen, durch die Ankerstreuung bei herausgenommenem Magnetrad bestimmt ist. Die Rechnung ergibt: $R_s = 0,45\ \Omega$, d. h. ungefähr

5 % von ($R_{0a} + R_s$). Es bleibt also für $R_{0a} = 9{,}45 - 0{,}45 = 9\ \Omega$; nach der Kurve der Fig. 34 ist das Verhältnis $\frac{K_t}{K_a} = 0{,}29$, für $\alpha = 0{,}5$, also $R_t = 9 \,.\, 0{,}29 = 2{,}6\ \Omega$ und $R_t + R_s = 3{,}05\ \Omega$.

Wir haben schon früher bemerkt, daß der Streufluß des Magnetsystems praktisch nach einer Geraden verläuft, es genügt also, irgend einen Punkt zu berechnen; man findet für eine Erregung von 1,1 Amp. einen Streufluß, welcher 4 Volt entspricht.

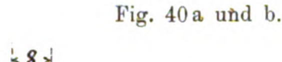
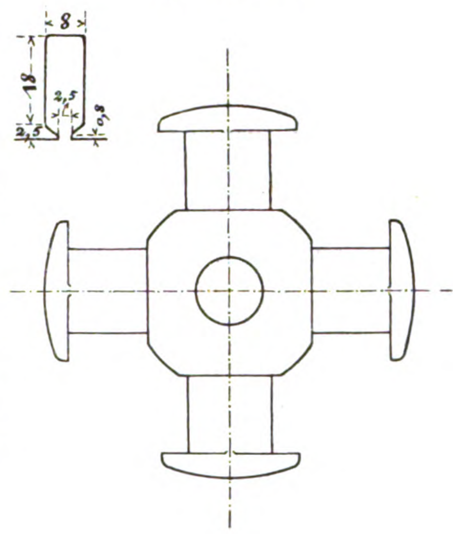


Fig. 40 a und b.



Mit diesen Angaben haben wir die Belastungskurven für $\cos \varphi = 1$ berechnet, für die bei den Versuchen angewandten Erregungen.

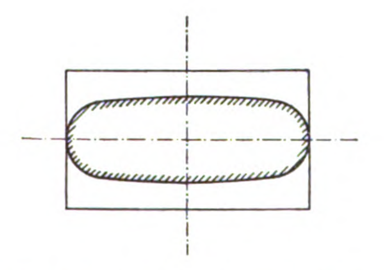
Die folgende Tabelle (siehe S. 472) erlaubt den Verlauf dieser Rechnungen zu verfolgen:

Für $\cos \varphi = 1$ kann die graphische Konstruktion nämlich umgangen werden, denn im Diagramm Fig. 38 ist:

$$\overline{FE} = \sqrt{\overline{FG} \,.\, \overline{FA}}$$

und

$$\overline{EA} = \sqrt{\overline{GA} \,.\, \overline{FA}}.$$



Die berechneten Kurven sind in der Fig. 42 aufgezeichnet und zu gleicher Zeit sind die Versuchspunkte eingetragen worden (Kreise bei anwachsender und Kreuze bei abnehmender Belastung). Zur Belastung wurden Glühlampen benutzt, und um sich von der Gleichheit der Phasen zu vergewissern, wurden zu gleicher Zeit die Spannungen, Ströme und Watts pro Phase abgelesen.

Die auffallend große Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Versuch setzt die Genauigkeit dieser Kurven von so merkwürdiger und bis jetzt unbekannter Form vollständig außer Zweifel. In der Tat zeigen diese Kurven, daß für eine gegebene Erregung der größte Strom nicht der Kurzschlußstrom ist; wenn, vom Kurzschlusse ausgehend, Ohmsche

Belastungskurven für $\cos \varphi = 1$.

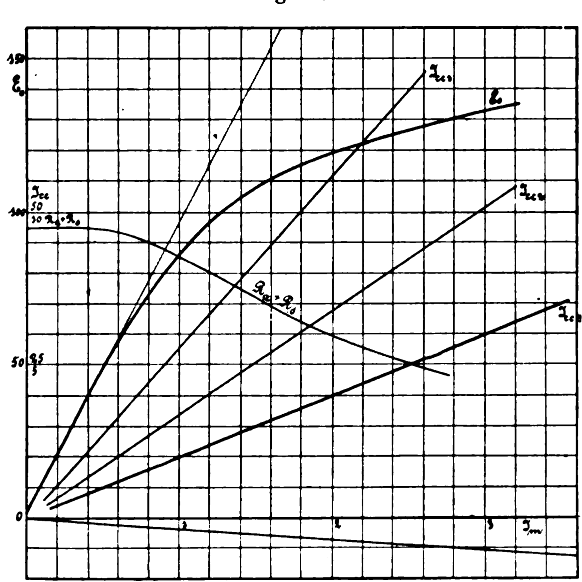
$\alpha = 0{,}5$ $R_{0a} = 9$ $R_s = 0{,}45$ $J_m = 1;\ 1{,}5;\ 2$ $r = 0{,}2\ \Omega$

$\frac{K_t}{K_a} = 0{,}29$ $R_t = 2{,}6$ $R_t + R_s = 3{,}05$ $J_{cc} = 10;\ 15;\ 20$

							$\overline{AF}$	$\overline{F.G}$	$\overline{GA}$	$\overline{FE}$			$\overline{EA}$		(Fig. 38)
E	$R_a + R_s$	R_a	$E_0 = J_{cc}(R_a + R_s)$	$E_a = E_0 - E$	$E_a \frac{R_t}{R_a}$	$E_a \frac{R_s}{R_a}$	Sehne $= E + E_a \frac{R_t}{R_a}$	$E_a\left(\frac{R_t}{R_a} + \frac{R_s}{R_a}\right)$	$E - E_a \frac{R_s}{R_a}$	$J(R_t + R_s)$	J	$\frac{J.r}{\cos\varphi = 1}$	$E_b + \frac{J.r}{\cos\varphi = 1}$	E_b	
16,4	9,45	9	94,5	78,1	22,6	3.9	39	26,5	12,5	32.2	10,55	2,11	22,1	19.99	$J_m = 1$ Amp.
36,4	9,45	9	94,5	58,1	16,8	2,9	53,2	19,7	33,5	32,4	10.6	2,12	42,3	40,18	
46,4	9,45	9	94,5	48,1	13.9	2,4	60,3	16,3	44	31,4	10,3	2,06	51.5	49,44	
56,4	9,3	8.85	93	36,6	10,75	1,86	67,15	12,61	54,54	29,2	9,55	1,91	61	59,09	
66,4	9,1	8,65	91	24,6	7,4	1,28	73.8	8,68	65,12	25,2	8,25	1,65	69,5	67.85	
76.4	8,85	8,4	88,5	12,1	3.76	0.65	80,16	4,41	75.75	18.8	6,15	1,33	78	76,67	
14,5	9,45	9	142	127,5	36,9	6,37	51,4	43,27	8,13	47,1	15,45	3,09	20,4	17,31	$J_m = 1{,}5$ Amp.
34,5	9,45	9	142	107,5	31,1	5,37	65,6	36,47	29,13	48,9	16	3.2	43,7	40.5	
54.5	9,3	8,85	139,5	85	25	4.32	79,5	29,32	50,18	48,2	15.8	3,16	63,2	60,04	
74,5	8,85	8,4	133	58,5	18,1	3,14	92,6	21,24	71,36	44,4	14.5	2,90	81,2	78,3	
94,5	8,1	7,65	121,5	27	9,2	1,59	103,7	10.79	92,91	33,4	10,95	2,19	98	95,81	
104.5	7,5	7.05	112,5	8	2,84	0,51	107,34	3,35	104	19	6,22	1.25	106	104,75	
12,75	9,45	9	189	176,25	51	8,81	63,75	59,81	3,94	61,6	20,2	4,04	15,8	11.75	$J_m = 2$ Amp.
32,75	9,45	9	189	156,25	45,2	7,81	77,95	53,01	24,94	64,5	21,1	4,22	44	39,78	
52,75	9,3	8,85	186	133,25	39,25	6,66	92	45,91	46.09	65	21,3	4.26	65	60,74	
72,75	8,85	8,4	177	104,25	32,50	5,65	105,25	38,15	67,10	63,5	20,8	4,16	84.5	80,34	
92,75	8,1	7,65	162	69,25	23,50	4,08	116,25	27,58	88,67	56,9	18,6	3,72	102	98.28	
102,75	7,5	7,05	150	47.25	16,80	3,02	119,55	19,72	99,73	48,55	15,9	3,18	109	105,82	
112,75	6,62	6,17	132,4	19,65	8,25	1,43	121	9,68	111,32	34,2	11,2	2,24	116	113,76	

Widerstände eingeschaltet werden, so beginnt der Strom zu gleicher Zeit mit der Spannung anzuwachsen, um nachher wieder seinen Kurzschlußwert anzunehmen bei einer bedeutenden Spannung an den Klemmen. Wir haben vorher gezeigt, wie diese Eigentümlichkeit auftreten muß infolge des verhältnismäßig kleinen Wertes der Querreaktanz[1]), die allein für den Wattstrom in Frage kommt; trotz der Vergrößerung des Ohmschen Widerstandes hat die Gesamtimpedanz abgenommen. Es folgt direkt aus dem Vorhergehenden, daß die Belastungskurve ($\cos \varphi = 1$) für konstanten Strom für die niederen Spannungen eine

Fig. 41.



konkave Form besitzen wird und man gelangt zu dem auf den ersten Blick sonderbar erscheinenden Ergebnis, daß für einen gewissen Strom bei einer gewissen Spannung eine kleinere Erregung notwendig ist als für denselben Strom bei Kurzschluß; diese Kurven lassen sich ohne jede Rechnung aus den vorhergehenden Belastungskurven ableiten (Fig. 43).

Eine weitere Folge ist, daß im Anfange des Belastens, wenn der Strom fast vollständig in Phase mit E_0 ist, die Querspannung eine derartige Spannungserhöhung an den Klemmen hervorruft, daß der

[1]) Für ein Verhältnis $\alpha > 0,5$ nimmt dieser Buckel rasch ab; für $\alpha = 0,65$ z. B. ist er schon vollständig verschwunden.

Fig. 42.

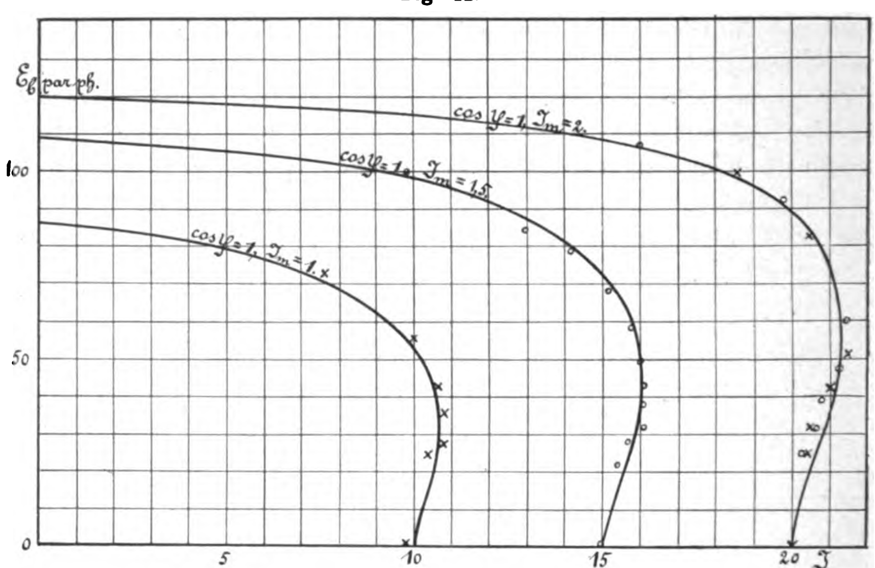
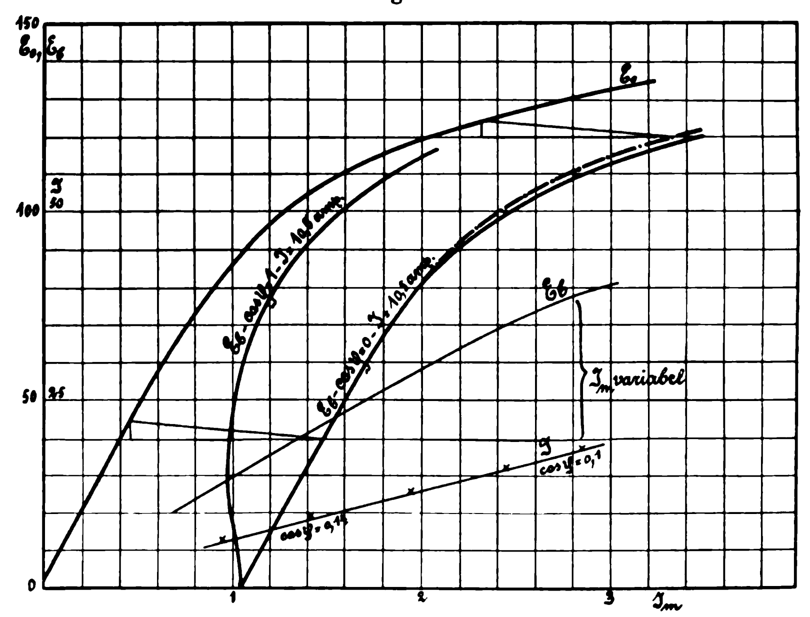


Fig. 43.



Spannungsabfall kleiner als der Ohmsche Spannungsabfall werden kann. Es findet somit eine wirkliche Compoundwirkung statt.

Wir fügen noch eine Kurve hinzu, welche aufgenommen wurde

bei konstantem, fast rein induktivem **Widerstand** (cos $\varphi = 0{,}12$) und veränderlicher Erregung; diese **Punkte sind nachgerechnet** worden, indem von der Klemmenspannung **ausgegangen wurde**; für einen derartig kleinen Wert von cos φ **kann** E_t **vernachlässigt** werden, und da E_r fast senkrecht zur Klemmenspannung **steht, kann man** schreiben: $E_b = E_0 - E_a - E_s$.

Die Nachrechnung ist in **folgender Tabelle zusammengestellt**:

E_b	J (Versuch)	cos φ	J_m	J_{cc}	$J.R_s$	$E = E_b + J.R_s$	$R_a + R_s$	R_a	$E_0 = J_{cc}(R_a + R_s)$	$E_a = E_0 - E$	$J = \frac{E_a}{R_a}$ (Rechnung)
28	6,4	0,14	0,95	9,5	2,75	30,75	9,45	9	89,5	58,75	6,53
41	9,5	0,13	1,42	14,2	4,30	46,30	9,40	8,95	133,5	87,12	9,75
57	13	0,12	1,95	19,5	5,85	62,85	9,10	8,65	177	114,15	13,20
70	16	0,11	2,45	24,5	7,20	77,20	8,60	8,15	210	132,80	16,3
78	18,75	0,105	2,85	28,5	8,45	86,45	8,20	7,79	233	146,45	18,9

Es wurden gleichfalls die **Reaktionskurve** für **konstanten** Strom und rein induktiver Belastung (cos $\varphi = 0$) **berechnet.** Es ist von Herrn **Potier angegeben worden, daß** diese **Kurve zur Magnetisierungskurve** äquidistant sein soll.

Unser Diagramm zeigt uns, daß diese Eigenschaft nicht vollständig zutrifft und daß sie nicht für eine gesättigte Maschine anwendbar ist, infolge der Streuung der Feldmagnete, welche nicht vernachlässigbar ist.

Denn fassen wir zwei magnetische Zustände der Maschine ins Auge und vernachlässigen wir die Streuung der Feldmagnete: da E_t gleich Null ist für cos $\varphi = 0$, so nimmt die Klemmenspannung den Wert $E_b = E_0 - E_a - E_s$ an, und der magnetische Zustand den Wert $E = E_b + E_s$.

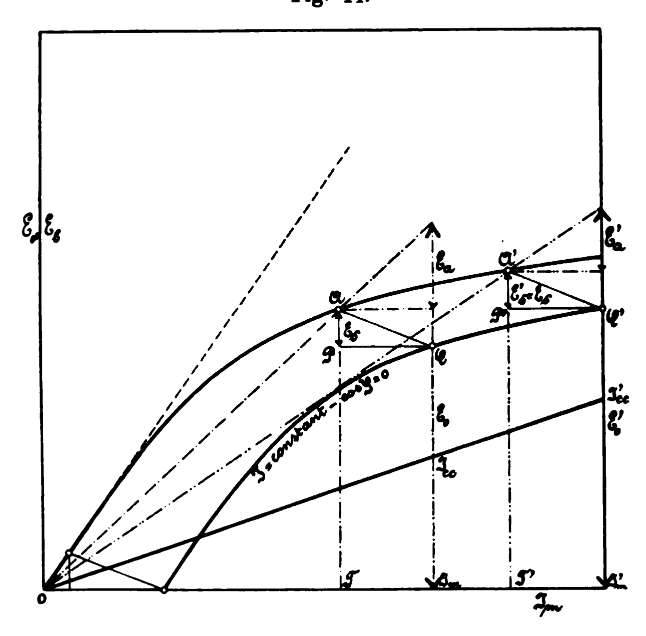
Wir bekommen dann für denselben Strom J (siehe Fig. 44):

$$E_a = J \,.\, R_a = J\left(\frac{E_0}{J_{cc}} - R_s\right);\; E_a' = J \,.\, R_a' = J\left(\frac{E_0'}{J_{cc}'} - R_s\right).$$

R_s ist im allgemeinen klein im Verhältnis zu $\frac{E_0}{J_{cc}}$, man kann deshalb annähernd schreiben:

$$E_a = \frac{E_0}{J_{cc}} J \quad \text{und} \quad E_a' = \frac{E_0'}{J_{cc}'} J,$$

Fig. 44.



woraus:

$$\frac{E_a}{E_a'} = \frac{E_0}{E_0'} \cdot \frac{J_{cc}'}{J_{cc}}.$$

Anderseits folgt aus der Figur:

$$\frac{E_a}{\overline{PQ}} = \frac{E_0}{\overline{OT}} \quad \text{und} \quad \frac{E_a'}{\overline{P'Q'}} = \frac{E_0'}{\overline{O'T'}},$$

infolgedessen:

$$\frac{E_a}{E_a'} = \frac{E \cdot \overline{PQ} \cdot \overline{OT}}{E' \cdot \overline{P'Q'} \cdot \overline{O'T'}} = \frac{E \cdot \overline{PQ} \cdot J_{cc}'}{E' \cdot \overline{P'Q'} \cdot J_{cc}} = \frac{E}{E'} \cdot \frac{J_{cc}'}{J_{cc}},$$

woraus:

$$\frac{\overline{PQ}}{\overline{P'Q'}} = 1, \text{ d. h. } \overline{PQ} = \overline{P'Q'}.$$

Für einen selben Strom ist auch E_s konstant und die Geraden AQ und A′Q′ sind gleich und parallel. Wenn man jetzt die Streuung der Feldmagnete mit in Rechnung zieht, so können die Werte R_a und R_a' nicht mehr durch die Annäherungswerte $\frac{E_0}{J_{cc}}$ und $\frac{E_0'}{J_{cc}'}$ ersetzt werden und die Kurven sind nicht mehr äquidistant. Der Einfluß dieser Streuung ist klar ersichtlich aus der berechneten Kurve der

Fig. 43; man erkennt, daß trotz des geringen Wertes der Streuung dieser Einfluß bereits ziemlich bemerkbar ist; es folgt hieraus, daß, wenn man den Wert von R_s experimentell bestimmen will mittels einer induktiven Belastung, es unerläßlich ist, die Streuung der Feldmagnete mit hineinzuziehen.

Zweite Maschine. Dreiphasenmaschine 80 K.V.A., 173 Volt pro Phase, 750 Umdrehungen, 25 Perioden, nach den folgenden Daten ausgeführt:

Anker:

Außendurchmesser	850 mm
Innendurchmesser	630 mm
Länge	$340 - 3 \times 10$ mm
Nuten	72 (16×35) (Fig. 45a)
Drähte pro Nute	2 Kabel von 19 Drähten 10/10 à 4 in parallel
Schaltung der Phasen	Stern
Widerstand pro Phase (warm)	0,016 Ω

Feldmagnete (4polig):

Außendurchmesser	627 mm
Luftraum einseitig	1,5 mm
Polschuhe	240×340 mm ($\alpha = 0{,}5$)
Polquerschnitt	380 cm^2
Kernhöhe	115 mm (Fig. 45b)
Windungen pro Spule	378 (4 ‖ 4,3)

In der Fig. 46 sind die Magnetisierungskurve (Spannung pro Phase), die Kurve des Kurzschlußstromes, sowie die von $(R_a + R_s)$ dargestellt. Für Nichtsättigung ist $R_{0a} + R_s = 2{,}05$. Die Berechnung von R_s ist etwas komplizierter als bei der vorhergehenden Maschine, nämlich infolge der geschlossenen Nuten ist dieser Wert nicht konstant, sondern von der Form $\left(0{,}0615 + \frac{6\ \text{Volt}}{J}\right)$, wobei wir eine Sättigung von 22000 im Steg annehmen, welcher sich sofort beim geringsten Strome sättigt. Man kann einen Mittelwert $R_s = 0{,}11$ annehmen, welcher annähernd mit den Werten des Versuchs übereinstimmt, der in folgender Weise ausgeführt worden ist: da die Maschine eine Wicklung mit vier parallel geschalteten Drähten besitzt, konnte die Spannung eines Drahtes gemessen werden, während die drei anderen kurzgeschlossen waren.

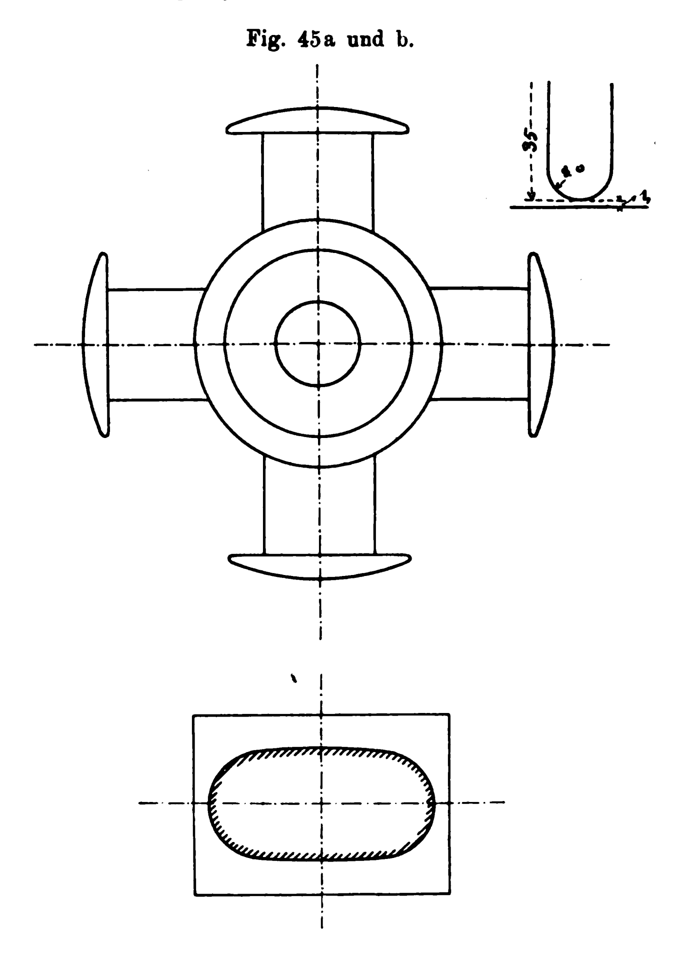
Es ergab sich 0,15 Ω für 50 Amp. und 0,12 Ω für 200 Amp., so daß im Mittel ungefähr 0,11 gesetzt werden kann, wenn man dem kleinen Kraftflusse, welcher dem Ohmschen Widerstande der Wicklung

entspricht, Rechnung trägt. Ferner ist für $\alpha = 0{,}5$, $\frac{K_t}{K_a} = 0{,}29$ und somit

$$R_t = 0{,}29\ (2{,}05 - 0{,}11) = 0{,}565 \text{ und}$$
$$R_t + R_s = 0{,}675.$$

Die Rechnung der Feldstreuung gibt den geringen Wert von 1 Volt für eine Erregung von 1 Amp. Mit dieser Maschine konnten

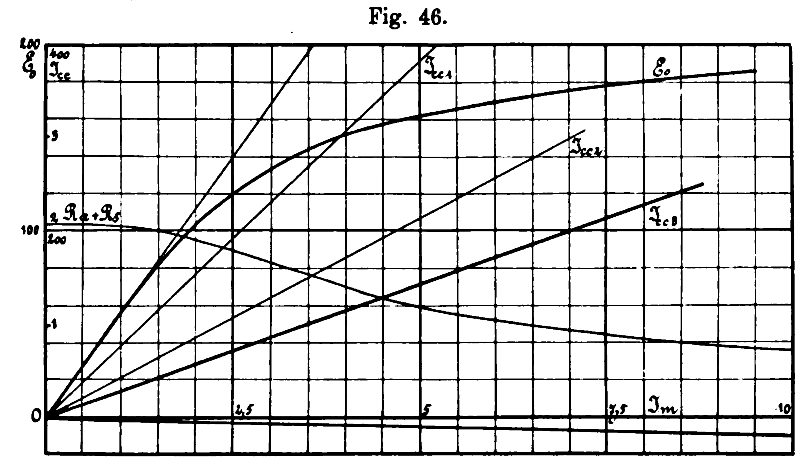
Fig. 45a und b.



vollständig induktive Belastungsversuche gemacht werden, indem auf die Niederspannungswicklungen von einigen großen leerlaufenden Transformatoren geschaltet werden konnte, deren Selbstinduktion durch allmähliche Vergrößerung des Luftspaltes durch Zwischenlegen von Holzkeilen verändert wurde. Es wurden für die verschiedenen Erregungen

des Versuches die vollständigen Charakteristiken mit den oben angegebenen Werten nachgerechnet; diese Kurven sind in der Fig. 47 aufgezeichnet, wobei gleichfalls die aufgenommenen Punkte eingetragen worden sind.

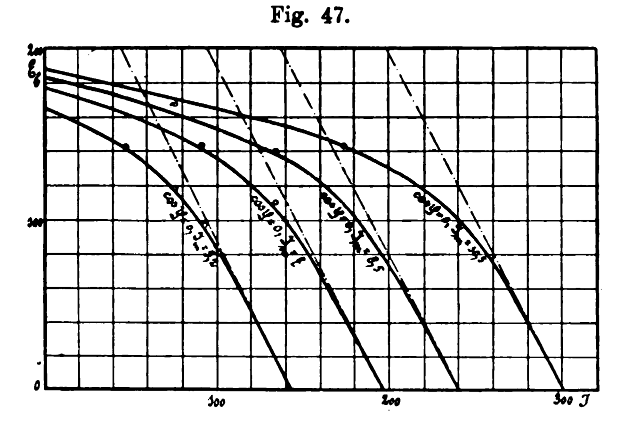
Fig. 46.



Die Kurven der Fig. 48 und 49 stellen die gerechneten äußeren Charakteristiken dar für induktionsfreie Belastung und konstante Erregung.

Die Versuchspunkte sind in den Kurven mit Kreuzen eingetragen;

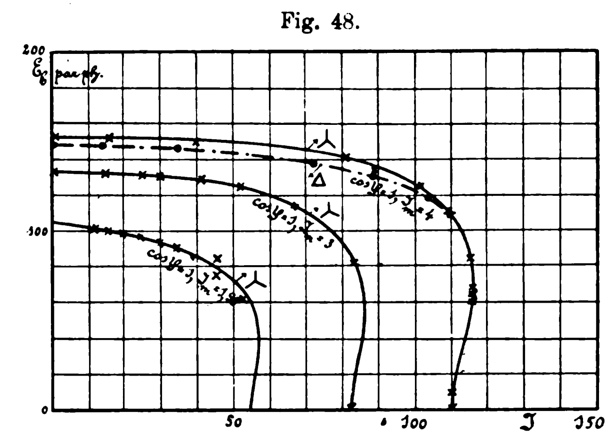
Fig. 47.



man sieht, daß die Kurven dieselbe Form wie die vorige Maschine besitzen und dieselbe Uebereinstimmung mit dem Versuche aufweisen. Die Charakteristik für eine Erregung von 4 Amp. (Fig. 49) kontrolliert besonders gut das Diagramm betreffs der Einwirkung der Sättigung.

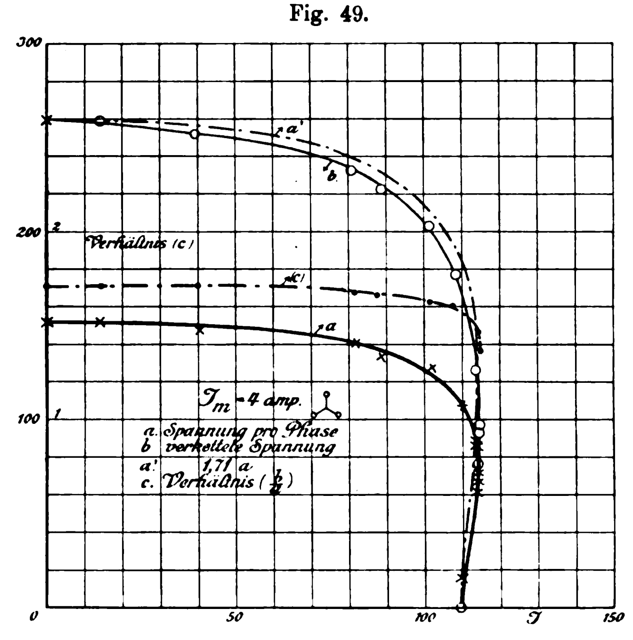
Für diese letzte Erregung wurde zu gleicher Zeit die Phasenspannung und die verkettete Spannung aufgenommen.

Fig. 48.



Die Ergebnisse sind in derselben Figur dargestellt. Bei Leerlauf ist das Verhältnis dieser beiden Spannungen 1,71; durch Multiplikation

Fig. 49.

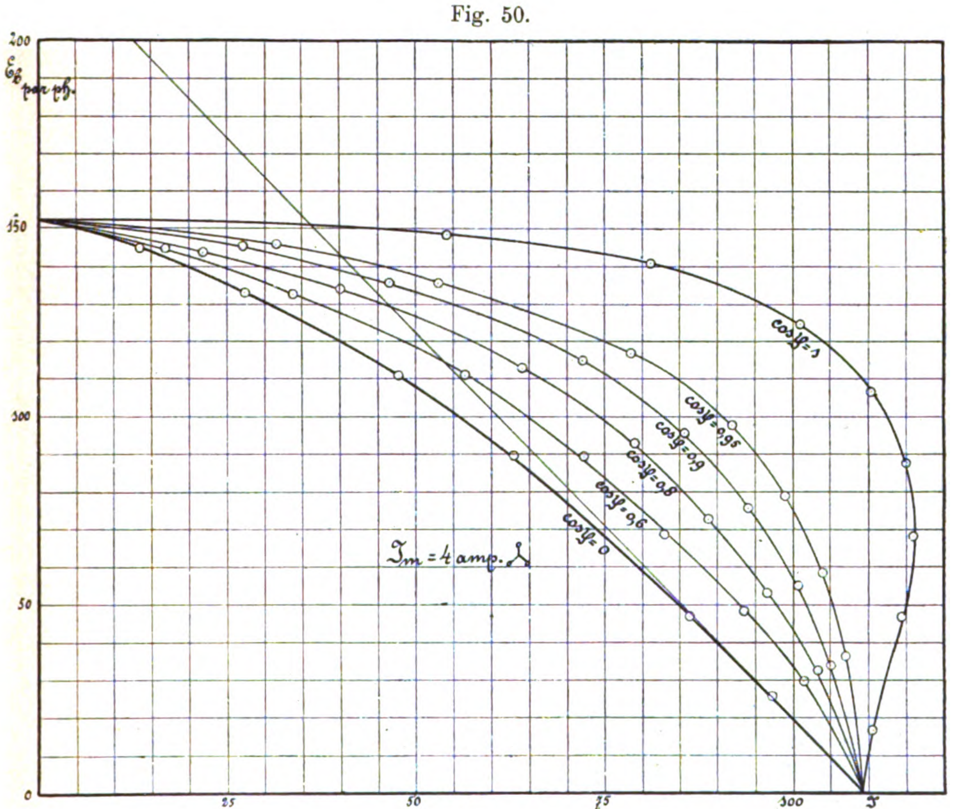


der Kurve (a) mit diesem Werte erhält man **die Kurve (a')**, welche oberhalb der Kurve (b) verläuft. Die Kurve (c) stellt die Veränderung des Verhältnisses $\left(\frac{b}{a}\right)$ dar; man sieht, daß dieses Verhältnis wohl im

Anfange kleiner wird, aber daß es nachher nicht ansteigt, um wieder ungefähr denselben Wert beim Kurzschlusse wie beim Leerlauf anzunehmen, wie das der Fall sein müßte, wenn nur das Querfeld für die Veränderung der Feldform in Frage käme.

Infolge der höheren Harmonischen vermindert sich dieses Verhältnis fortwährend bis zum Kurzschlusse, wo es unendlich wird; bekanntlich mißt man beim Kurzschluß eine gewisse Spannung pro Phase.

Fig. 50.



Der geringe Wert dieser Spannung beweist, daß diese Harmonischen, welche von K_0 und K_a herrühren, von wenig Belang sind.

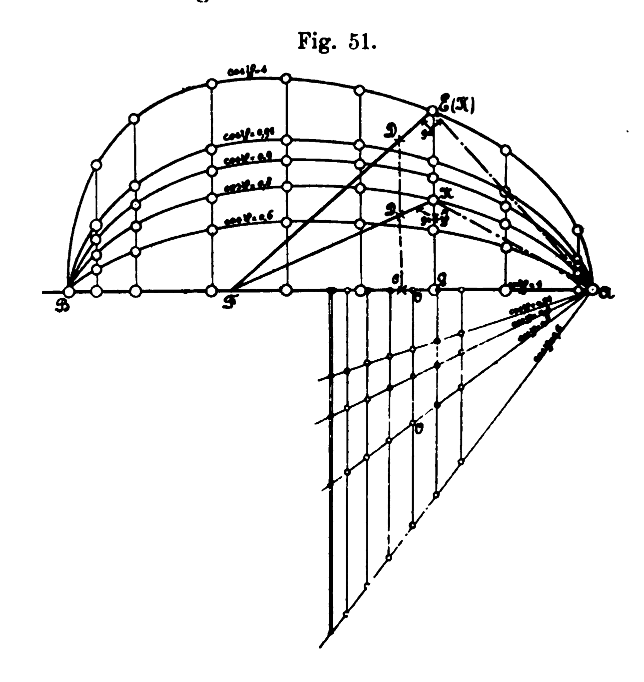
Der Einfluß dieser Veränderung der Feldform ist für die verkettete Spannung gar nicht vernachlässigbar für $\cos\varphi = 1$; jedoch für einen geringeren $\cos\varphi$ nimmt sie an Bedeutung ab und verschwindet fast gänzlich im Falle rein induktiver Belastung $\cos\varphi = 0$. Da man in der Praxis immer mit einer gewissen äußeren Phasenverschiebung arbeitet, ist es sehr interessant, den Einfluß dieser Verschiebung auf

den Spannungsabfall zn beobachten; hierzu wurden die Kurven in der Fig. 50 für verschiedene cos φ aufgezeichnet.

Der Einfluß ist vor allen Dingen für die geringen Verschiebungen bemerkbar; für cos $\varphi = 0,95$ ist die Ausbauchung der Charakteristik bereits verschwunden; der Einfluß der Querspannung vermindert sich also sehr rasch mit dem cos φ.

Was die Konstruktion dieser Charakteristiken anbelangt für verschiedene äußere Verschiebungswinkel, so beschränkt sie sich darauf, eine Reihe von Kreisbögen auf derselben Sehne aufzuzeichnen und in

Fig. 51.



diesen Kreisbögen die Sehnen zu messen, welche dieselbe Projektion auf die Fundamentalsehne besitzen. Durch Verbinden dieser Konstruktionspunkte erhält man eiförmige Kurven, die auf geometrische Weise die Belastungskurve darstellen (Fig. 51).

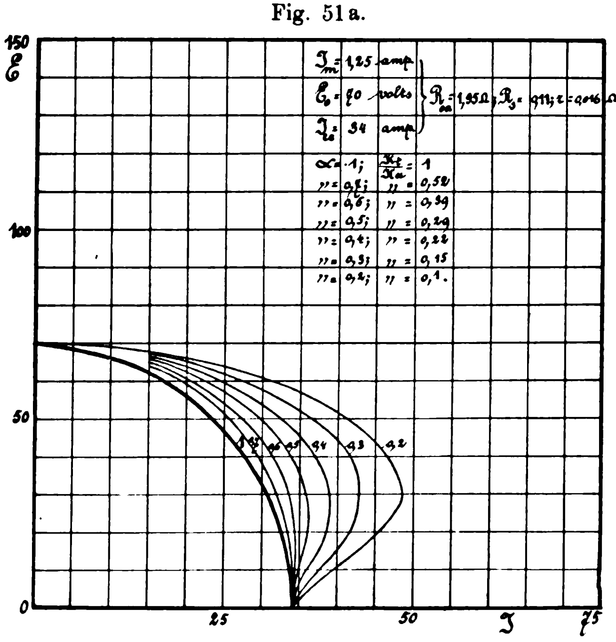
Jeder Punkt K dieser Kurve gibt durch seinen Abstand vom Punkte A ein Maß für die Klemmenspannung und durch seinen Abstand vom Punkte F ein Maß für den Strom, wobei die Richtung von KF einen Winkel von $(90^0 + \varphi_{ext.})$ mit der Richtung von KA einschließt. Die Eikurve spielt also hier dieselbe Rolle wie der Kreis im Kreisdiagramm; es ist interessant zu beobachten, daß dieser Kreis nur einen speziellen Fall der Eikurve darstellt.

Die Gleichung dieser Kurve ist vollständig durch das Diagramm bestimmt; wenn wir AB als X-Achse annehmen, ist sie im rechtwinkligen Koordinatensystem:

$$y^2 = x\,(R_t + R_s)\,J_{cc} - x^2 \left(\frac{R_t + R_s}{R_a + R_s}\right).$$

In dieser Formel sind R_t, R_s und J_{cc} konstant für eine gegebene Erregung; für $R_a =$ konstant, d. h. für Nichtsättigung, wird die Kurve

Fig. 51 a.



eine Ellipse, deren große Achse $J_{cc}\,(R_a + R_s)$ und deren kleine Achse $J_{cc}\sqrt{(R_a + R_s)\,(R_t + R_s)}$ ist.

Für die ungesättigte Maschine mit Vollpolen, wobei $R_a = R_t$, wird diese Ellipse ein Halbkreis und das Kreisdiagramm ist somit vollständig gültig. Infolge der Sättigung wird die Ellipse deformiert und nimmt die Form der in der Figur angegebenen Kurven an.

Vollständigkeitshalber wollen wir noch den Einfluß des Verhältnisses $\alpha = \dfrac{\text{Polbogen}}{\text{Polteilung}}$ auf die Kurve der äußeren Charakteristik bei induktionsfreier Belastung $\cos\varphi = 1$ untersuchen.

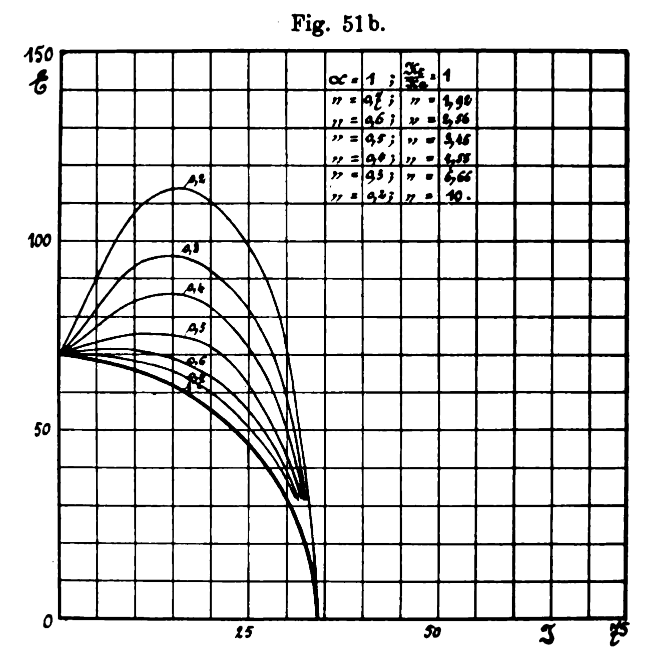
Fig. 51 a stellt eine Reihe von solchen Belastungskurven der vorliegenden Maschine dar für eine konstante Erregung von 1,25 Amp., so daß wir im geraden (ungesättigten) Teile der Magnetisierungskurve

arbeiten; wir verändern nun für jedes Verhältnis α den Luftraum derartig, daß für diese Erregung Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom immer denselben Wert beibehalten.

Fig. 52 stellt die Kurven dar, welche man erhält, indem der magnetische Widerstand des Querfeldes kleiner als der des Gegenfeldes gemacht wird, z. B. dadurch, daß man die Achse der Erregerspulen mit der Mitte der Pollücken zusammenfallen läßt.

Man kann eine derartige Maschine aus einer Maschine mit Voll-

Fig. 51b.



polen erhalten, indem man den Luftraum, entsprechend dem Verhältnisse α, in der Spulenmitte anordnet.

Wie aus dieser Figur hervorgeht, kann man auf einfache Weise für $\cos\varphi = 1$ eine Compoundierung und sogar eine Uebercompoundierung erhalten, die jedoch bei wachsender Phasenverschiebung stark abnimmt, um bei $\cos\varphi = 0$ vollständig zu verschwinden und in die gewöhnliche Gerade überzugehen.

Es bleiben noch die Versuche für Dreieckschaltung zu besprechen, welche mit derselben Erregung von 4 Amp. ausgeführt worden sind und die in der Fig. 48 (strichpunktiert) in Abhängigkeit von $\frac{1}{\sqrt{3}}$ des Netzstromes dargestellt sind.

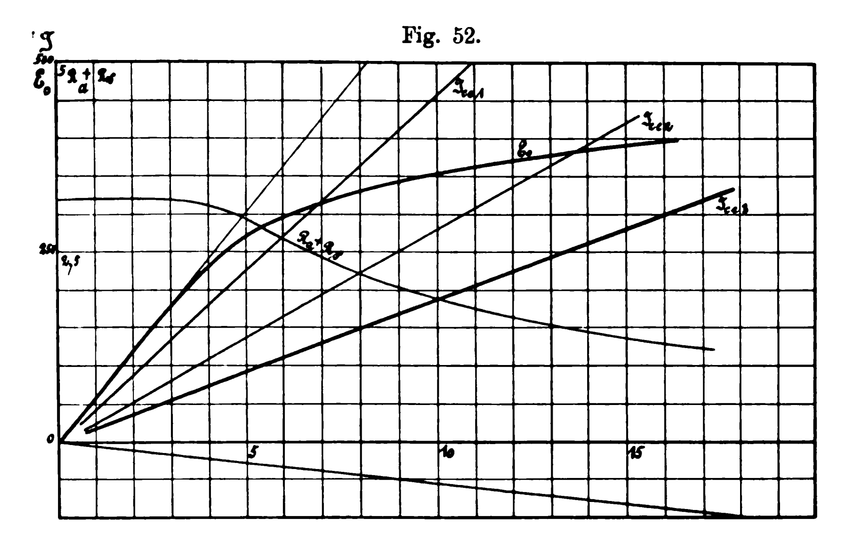


Diese Kurve fällt unterhalb der entsprechenden Kurve für Sternschaltung, wobei die pro Phase gemessene Spannung in Abhängigkeit vom Strome pro Phase aufgetragen ist.

Bei Dreieckschaltung addieren sich die E.M.K. von der dreifachen Frequenz, welche sich bei Sternschaltung aufheben, und rufen einen inneren Strom hervor, welcher diesen E.M.K. das Gleichgewicht hält. Ein Versuch an unserer Maschine zeigte z. B., daß, während die Leerlaufspannung pro Phase bei geschlossenem Dreieck 110 Volt betrug, dieselbe auf 114 Volt anstieg, sobald der Stromkreis geöffnet wurde.

Da dieser innere Strom die E.M.K. von der dreifachen Frequenz,

Fig. 52.



welche ihn hervorruft, aufhebt, erhält man genau wie bei der Sternschaltung keine Ströme von dreifacher Frequenz im äußeren Stromkreis.

Es ist noch zu bemerken, daß die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Versuch nicht ganz von der Verteilung der Wicklung unabhängig ist. Mit wenig Nuten pro Pol treten die höheren Harmonischen stärker hervor, welches durch ein anderes Verhältnis von $\frac{K_t}{K_a}$ und durch eine größere Veränderung des Verhältnisses von Phasen- zur verketteten Spannung zum Ausdruck kommt.

Aus diesen und vorhergehenden Betrachtungen geht hervor, daß mit Vergrößerung der Phasenverschiebung sowohl wie mit Vergrößerung des Verhältnisses $\alpha = \frac{\text{Polbogen}}{\text{Polteilung}}$ der Einfluß des Querfeldes rasch

abnimmt, und dieses erklärt uns, weshalb das einfache Amperwindungsdiagramm (Rotert, Heyland), welches das Querfeld vernachlässigt, bei induktiver Belastung (bis cos $\varphi = 0,9$) und bei Maschinen mit $\alpha \cong 0,6$ sehr gute, mit den Versuchen übereinstimmende Resultate liefern kann. Hierbei berücksichtigt der gemessene Kurzschlußstrom bis zu einem gewissen Grade die Ankerstreuung; ferner können das Querfeld und die primäre Streuung sich in ihrer Wirkung annähernd aufheben; allgemein gültig ist ein derartiges Vorgehen natürlich nicht.

Was die für eine Maschine zulässige Selbstregulieruug ihrer Spannung anbelangt, so ist dieselbe nur von der Belastung und von der Art der Belastung abhängig; ob der betreffende Generator eine langsamlaufende Schwungrad- oder eine schnelllaufende Turbomaschine ist, kommt dabei offenbar nicht in Frage; zwar ist bei gleichem Verhältnis von $\frac{\text{Kurzschlußstrom}}{\text{Normalstrom}}$ die Selbstregulierung der Turbomaschine infolge ihrer geringeren Ankerstreuung etwas besser und ist sie, aus demselben Grunde, für Sättigung sehr geeignet, man sieht aber bis jetzt überhaupt keinen Gebrauch davon machen, um Turbomaschinen zu bauen, deren Spannungsregulierung besser ist als die der gewöhnlichen Schwungradmaschinen. Im Gegenteil, man begnügt sich vielmehr mit einer bedeutend schlechteren Regulierung; dies ist natürlich manchmal zulässig bei Maschinen von großer Leistung, indem eine Belastungsänderung, welche für eine kleinere Maschine bedeutend wäre, für die größere kaum bemerkbar sein kann; solchen Maschinen kann man bei teilweiser Belastungsänderung eine bestimmte Spannungsänderung vorschreiben. Sobald es sich aber um Maschinen derselben Leistung und für denselben Betrieb handelt, ist kein Grund vorhanden, Turbomaschinen zuzulassen, deren Spannungsveränderung größer ist als die der Schwungradmaschine, trotzdem sieht man manchmal die Spannungsveränderung von Turbomaschinen behandeln, als ob sie eine andere wäre wie die der gewöhnlichen langsamlaufenden Maschine.

Dritte Maschine. Dreiphasenmaschine von 80 K.V.A., 300 Volts pro Phase, 50 Perioden, 750 Umdrehungen.

Anker:

Außendurchmesser	815 mm
Innendurchmesser	580 mm
Länge	270 — 2 × 10 mm
Nuten	48 (18 × 32)
Drähte pro Nute	7 (4 ‖ 4,5 à 2 in parallel)
Schaltung der Phasen	Stern
Widerstand pro Phase (warm)	0,06 Ω

Feldmagnete (8polig):

Außendurchmesser	574 mm
Luftraum einseitig	3 mm
Polschuhe	115 × 265 mm ($\alpha = 0{,}51$)
Polquerschnitt	158 cm²
Kernhöhe	103 mm
Windungen pro Spule	358 (2,6 ‖ 2,9)

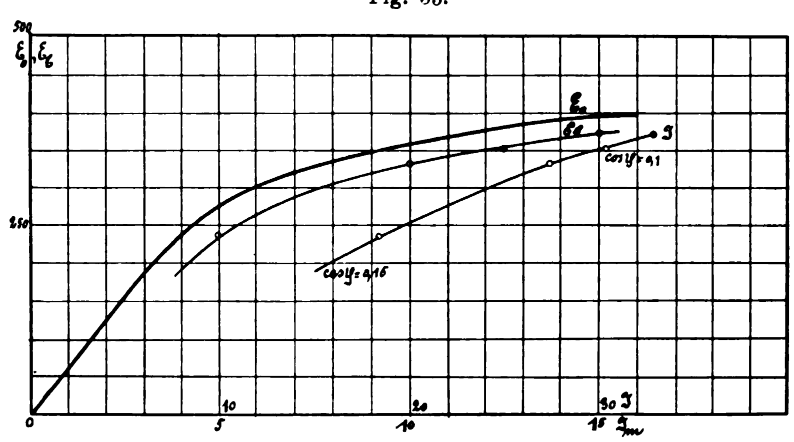
Leerlaufskurve und Kurzschlußkurve Fig. 52. Reaktanz der Ankerstreuung pro Phase 0,37 Ω. Streuung der Feldmagnete 5,5 Volt pro 1 Amp. Erregung. Für Nichtsättigung:

$$R_{0a} + R_s = 2{,}83 + 0{,}37 = 3{,}2\ \Omega,$$

$$\frac{R_t}{R_a} = 0{,}3, \quad R_t = 0{,}85\ \Omega.$$

Die Kurven der Fig. 53 stellen eine induktive Belastung ($\cos\varphi = 0{,}16$ bis $0{,}1$) dar, welche mit einem leerlaufenden Asynchronmotor

Fig. 53.



aufgenommen wurden, wobei nur die Erregung variiert wurde. Die Phasenspannung ist in Abhängigkeit von der Erregung und der Strom in Abhängigkeit von der Phasenspannung aufgetragen.

Die berechneten Punkte sind durch kleine Kreise angegeben.

Die Fig. 54 und 55 stellen ähnliche Kurven dar, indem der Motor unter Belastung arbeitete.

Die pro Phase gemessenen Watts und die daraus berechneten $\cos\varphi$ sind, wie der Strom, in Abhängigkeit von der Phasenspannung aufgetragen.

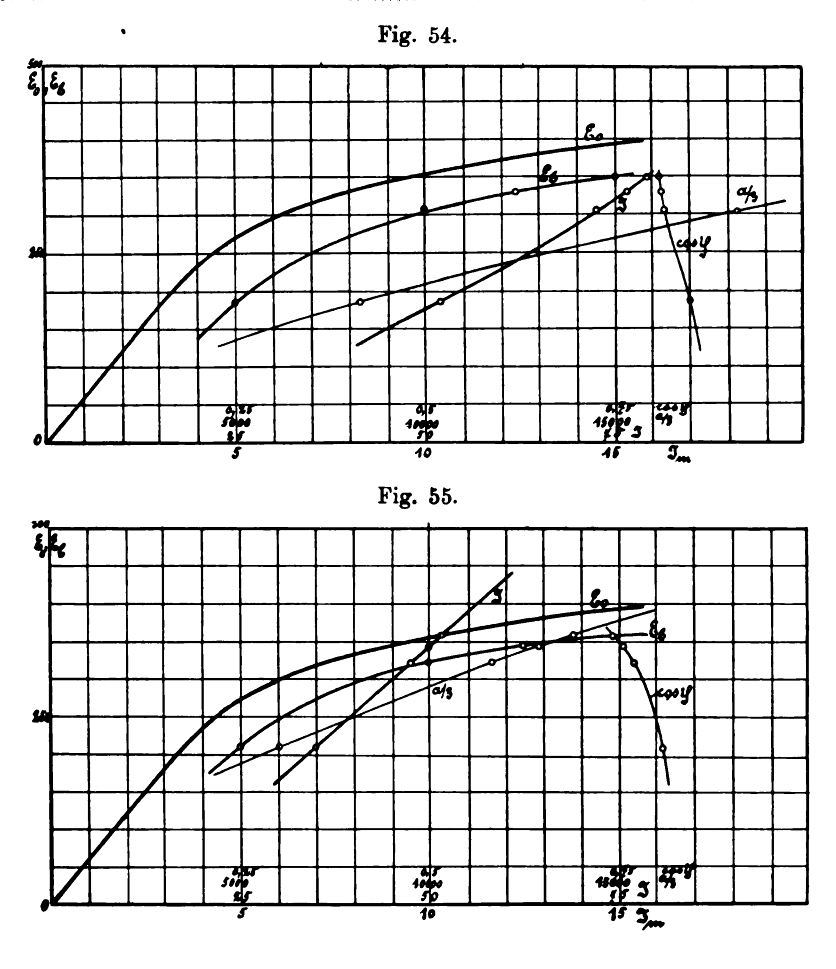


Fig. 54.

Fig. 55.

Kapitel IV.

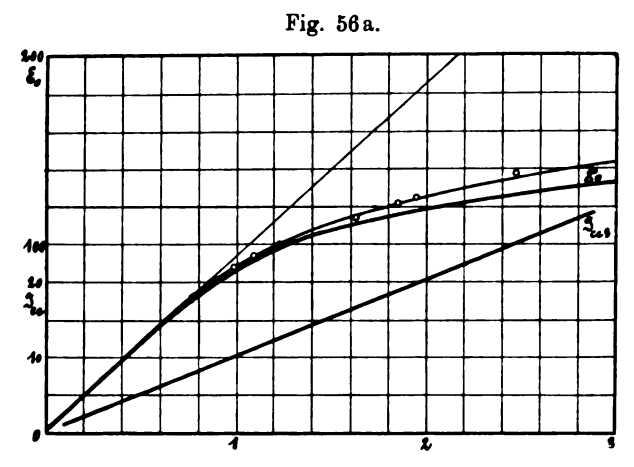
Spezialuntersuchungen.

Bevor wir das Diagramm der Einphasenmaschine behandeln, wollen wir einige Spezialversuche beschreiben, die schon früher theoretisch abgeleitete Ergebnisse bestätigen werden und die uns gestatten, verschiedene Beobachtungen zu machen, deren wir uns im folgenden bedienen werden.

Wir haben im Anfange gesehen, daß der Kurzschlußstrom nichts anderes wie ein Magnetisierungsstrom ist; diese Eigenschaft kann leicht durch Versuch nachgewiesen werden. Es genügt nämlich eine Wechselstrommaschine als Motor ohne Erregung laufen zu lassen und die

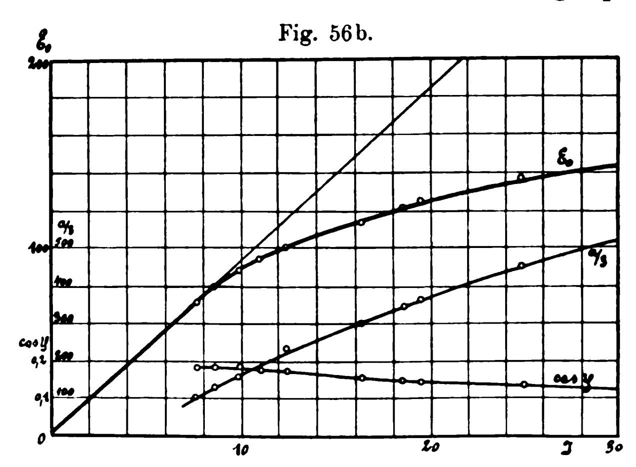
gewöhnliche Magnetisierungskurve als Asynchronmotor aufzunehmen. Wenn der Rotor einmal synchron dreht, behält er den Synchronismus; seine Geschwindigkeit oszilliert um die des Ankerfeldes und bei jeder Abweichung suchen die erzeugten Foucaultströme ihn in die Lage des

Fig. 56a.



geringsten magnetischen Widerstandes zurückzubringen, welche der des Gegenfeldes entspricht. Es findet somit eine kontinuierliche Pulsation der Kraftlinien in den Polen statt, welche sich äußert durch eine Spannung, die man an den Klemmen der Erregerspulen messen

Fig. 56b.



kann. Es folgen hier die Ergebnisse derartiger Versuche, welche mit der ersten vorher beschriebenen Maschine ausgeführt worden sind; die Fig. 56a gibt uns die gewöhnliche Magnetisierungs- und Kurzschlußkurve in Abhängigkeit der Erregung und die Fig. 56b die

Magnetisierungskurve als Asynchronmotor, d. h. die Spannung an den Klemmen pro Phase in Abhängigkeit des magnetisierenden Stromes. Durch Veränderung des Maßstabes dieser letzten Kurve im Verhältnis $\frac{J_m}{J_{cc}}$, findet man, daß sie mit der Magnetisierungskurve im geraden Teile zusammenfällt und im gesättigten Teile oberhalb derselben verläuft (Fig. 56a). Dieser Unterschied ist durch die Streuung der Feldmagnete bedingt; denn für dieselbe Spannung an den Klemmen ist der resultierende Kraftfluß in den Polkernen nur gleich dem Unterschiede zwischen dem ganzen Ankerkraftflusse und der beiden Streuflüsse der Feldmagnete und des Ankers; nun hat man bereits diesem letzten Streuflusse Rechnung getragen, indem die eine Kurve auf die andere übertragen wurde, denn R_s ist schon im Kurzschlußstrome enthalten. Solange die Pole ungesättigt sind, müssen die Kurven zusammenfallen, weil eben die Reaktanz $R_{0a} + R_s$ in beiden Fällen denselben Wert besitzt. Für den gesättigten Teil kann man zwar immer: $R_a' + R_s = \frac{E}{J_m'}$ setzen, wobei R_a' den magnetischen Widerstand des Gegenkreises des Motors darstellt, aber da die Polsättigung geringer ist, so folgt, daß $R_a' > R_a$. Im allgemeinen kann der Ohmsche Widerstand der Ankerwicklung vernachlässigt werden; erstens ist er gering und ferner ist seine Spannung beinahe um 90^0 gegen die Klemmenspannung verschoben. Umgekehrt gestattet also dieser Versuch die berechnete Streuung der Feldmagnete experimentell zu kontrollieren.

Aehnliche Untersuchungen sind noch an einer Maschine vorgenommen worden, die wie die dritte vorher beschriebene Wechselstrommaschine ausgeführt war, mit dem einzigen Unterschiede, daß der Querschnitt der Polkerne statt 158 nur 145 cm^2 betrug; diese Versuche sind mit 25 anstatt 50 Perioden ausgeführt worden.

Die Kurven in der Fig. 57b zeigen auch die an den Klemmen der Erregerspulen gemessene Spannung; ferner wurden dieselben Kurven aufgenommen, indem man die Maschine als Einphasenmotor auf einer Phase allein und auf zwei Phasen hintereinander laufen ließ; der Versuch läßt sich genau wie als Dreiphasenmotor ausführen; wenn nötig, genügt es, um den Motor besser im Synchronismus zu behalten, die Feldmagnete ganz wenig zu erregen. Wir sehen, daß die verschiedenen reduzierten Kurven sich annähernd decken (Fig. 57a).

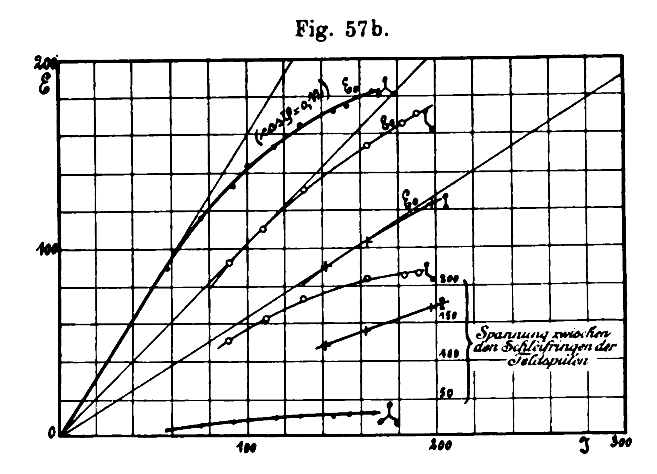
Diese letzten Versuche führen zu einer interessanten Wahrnehmung; wir haben gesehen, daß bei einem Einphasenmotor mit geöffnetem Rotor, welcher synchron dreht, die Komponente des pri-

mären Wechselfeldes, welche in entgegengesetztem Sinne sich bewegt, im Rotor eine E.M.K. hervorruft von doppelter Frequenz, deren Wert gleich der Spannung des Stators ist.

Fig. 57a.

Hier sollte also an den Klemmen der Erregerspulen ein Wechsel E.M.K. auftreten, deren Wert gleich der Spannung an den Ankerklemmen, vergrößert im Verhältnis der Windungszahlen, sein müßte.

Fig. 57b.

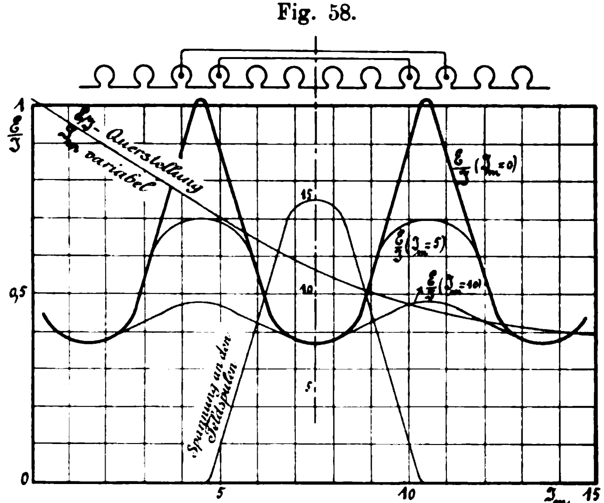


Der Versuch zeigt uns dagegen, daß diese E.M.K., obgleich sie größer ist als vorhin mit Dreiphasenstrom, bei weitem nicht diesen Wert erzielt. Dies ist der experimentelle Beweis dafür, daß das Drehfeld der

doppelten Frequenz nicht oder nur wenig zu stande kommt; durch die Rückwirkung der Foucaultströme, die in den massiven Polen hervorgerufen werden, wird dasselbe aufgehoben. Wir werden später die große Wichtigkeit dieser Bemerkung und deren Anwendung für das Diagramm der Einphasenmaschine kennen lernen.

Der Einfluß der Foucaultströme auf die Reaktanz der Ankerwicklung kann noch auf andere Weise experimentell untersucht werden; der Versuch besteht darin, die Reaktanz direkt zu messen, indem das Magnetrad in verschiedenen Stellungen festgehalten wird. Eine Reihe von Versuchen wurde in diesem Sinne an derselben Maschine ausgeführt, die Ergebnisse sind in der Fig. 58 wiedergegeben. (Die

Fig. 58.



Untersuchungen wurden mit 50periodigem Strome angestellt.) Die erste bemerkenswerte Tatsache ist, daß die Reaktanz in der Gegenstellung anstatt ihren Höchstwert ihren Mindestwert besitzt und viel kleiner ist als die Reaktanz in der Querstellung. Eine zweite Beobachtung ist die, daß in der Gegenstellung die Reaktanz fast unabhängig von der Erregung ist, während in der Querstellung die Reaktanz mit Vergrößerung der Erregung kleiner wird.

Ferner ist die Spannung, welche man in der Gegenstellung mißt, wohl am größten, aber im ganzen doch sehr gering. Alle diese Tatsachen weisen darauf hin, daß entmagnetisierende Ströme vorhanden sein müssen, welche nur in den massiven Polen erzeugte Foucaultströme sein können.

Die Vergrößerung, welche der magnetische Widerstand des Gegen-

kreises durch diese Foucaultströme erfährt, ist so bedeutend, daß eine Sättigung der Polkerne infolge Verstärkung der Erregung einen kaum bemerkbaren Einfluß ausübt.

Für die Querstellung und ohne Erregung kann man sich wohl denken, daß der Wert der gemessenen Reaktanz verhältnismäßig wenig vom theoretischen Werte, welchen man bei lamellierten Polen messen würde, abweichen wird; denn der Kraftfluß schließt sich nur durch die Polschuhe, so daß die Eisenmasse, welche durchsetzt wird, nur gering ist und somit weniger Foucaultströme erzeugt werden. Wenn wir jetzt erregen, wird die Zahl der sich durch die Polkerne schließenden Kraftlinien vom Wechselstrome nicht beeinflußt (nicht mehr wie von der Querkomponente des Ankerdrehfeldes, obgleich diese den Feldmagneten gegenüber feststeht) und man wird also in dieser Stellung keine Spannung an den Klemmen der Erregerspulen messen können. Aber, während ohne Erregung die Induktion in den Polschuhen zwischen $+\overline{\beta}$ und $-\overline{\beta}$ variiert, wird sie mit Erregung zwischen $\beta_1 + \overline{\beta}$ und $\beta_1 - \overline{\beta}$ variieren; die induzierten Foucaultströme werden somit größer sein, was sich durch eine Erhöhung des magnetischen Widerstandes des Querkreises bemerkbar macht. Außerdem werden die Foucaultströme tiefer in die Pole hineindringen und somit die Eisenmasse, welche beeinflußt wird, größer sein.

Bei Steigerung der Erregung wird also die Reaktanz im umgekehrten Verhältnis heruntergehen bis zur Sättigung der Polkerne; von da ab steigt der Kraftfluß nicht mehr proportional mit der Erregung und findet dementsprechend eine geringere Zunahme der Foucaultströme statt.

Die Kurve der Querreaktanz in Abhängigkeit der Erregung wird also eine der Magnetisierungskurve ähnliche Form besitzen, aber im umgekehrten Sinne. Diese Eigenschaft wird in der Fig. 58 zum Ausdruck gebracht.

Wir sehen, daß die Kurve, welche ohne Erregung den Wert der Reaktanz in Abhängigkeit der Stellung des Magnetrades darstellt, Spitzen für die Querstellung aufnimmt und allmählich bis zu einem Minimalwert in der Gegenstellung heruntergeht.

Bei einer gewissen Erregung verschwinden die Spitzen und nimmt die Kurve die Form einer Sinuswelle an. Bei noch stärkerer Erregung werden die Veränderungen noch geringer und wird die Kurve fast geradlinig.

Kapitel V.

Diagramm der Einphasenmaschine mit massiven Polen.

Die Beobachtungen, welche wir im vorigen Kapitel gemacht haben, gestatten uns die Vorgänge in Einphasenwechselstrommaschinen mit massiven Polen in einem einfachen Diagramm darzustellen. Wie wir wissen, kann das einfache Wechselfeld des Ankers in zwei in entgegengesetzter Richtung sich bewegende Drehfelder zerlegt werden, die einen konstanten Wert gleich der Hälfte des Höchstwertes des Wechselfeldes besitzen.

Von diesen beiden Feldern steht das eine fest dem Magnetrade gegenüber, während das andere dreht und in demselben E.M.K. von doppelter Frequenz erzeugt; diese E.M.K. rufen in den massiven Polen Foucaultströme hervor. Wenn das Magnetrad aus einem massiven Zylinder bestände, glatt und ohne Nuten, so ist es einleuchtend, daß diese Ströme wesentlich Mehrphasenströme sein werden; jetzt infolge der Unterbrechungen zwischen den Polschuhen ist es nicht a priori sicher, daß die Eigenschaft hier auch fortbesteht; jedoch der Versuch zeigt, daß die Wirkung der Foucaultströme in den massiven Polschuhen der eines Mehrphasenstromes gleichkommt. Den Beweis hierzu liefert die als Einphasenasynchronmotor laufende Wechselstrommaschine, indem der Leerlaufstrom (also auch der Kurzschlußstrom) fast den doppelten Wert des Magnetisierungsstromes annimmt; wir wissen, daß dies eine besondere Eigenschaft der Mehrphasenströme ist [1]).

[1]) Man könnte auch das massive Magnetsystem als Einphasenwicklung behandeln und dann für Maschinen ähnlicher Konstruktion bestimmen, welche Harmonischen noch in Betracht zu ziehen sind, um zu demselben Endwert des Kurzschlußstromes zu gelangen. Obgleich die Wirkung dieser Einphasenströme sich auf dieselbe Weise wie die der Mehrphasenströme äußert (siehe Kapitel III, dritter Teil), so ist es mehr in Uebereinstimmung mit den physikalischen Vorgängen, die Foucaultströme als Mehrphasenströme aufzufassen. Es ist übrigens leicht einzusehen, daß die Einphasenwicklung den Wert des Kurzschlußstromes kaum mehr vergrößern wird als die Mehrphasenwicklung, d. h. mehr als 2mal den Magnetisierungsstrom. Der Strom der Frequenz ν muß nämlich schon den Wert 1,66 annehmen, damit der Effektivwert des resultierenden Stromes diesen Wert 2 annimmt. Die Werte der verschiedenen Ströme variieren ungefähr wie:

Stator.	2	↓	1,33	↓	0,66	↓	0
Rotor:		1,66		1		0,33	

somit wird der resultierende Ankerstrom:

$$\mathfrak{J}_r = \sqrt{1{,}66^2 + 1^2 + 0{,}33^2} \cong 2.$$

Es folgt hieraus, daß wir, wenn der Dreiphasenkurzschlußstrom J ist, bei derselben Erregung nicht die theoretischen Werte 1,5 J beim Kurzschluß einer Phase und $\frac{1,5}{\sqrt{3}}$ J bei zwei Phasen hintereinander bekommen müssen, sondern die doppelten Werte 3 J und $\sqrt{3}$. J.

So finden wir für die Maschinen des dritten Kapitels folgende Werte:

Maschine Nr.	1	2	3
Kurzschluß der drei Phasen	20	137	190
Kurzschluß einer Phase	56	380	460
Kurzschluß zweier Phasen hintereinander	34	218	283
Verhältnis 1 : 3 = ...	2,8	2,77	2,42 anstatt 3
Verhältnis 2 : 3 = ...	1,70	1,58	1,49 anstatt $\sqrt{3}$

Der Unterschied zwischen den theoretischen und den gemessenen Werten ist der Ankerstreuung (R_s) und der Phasenverschiebung der Foucaultströme, die nicht vollständig wattlos sind, zuzuschreiben. Wenn wir R_s berücksichtigen und die Foucaultströme als vollständig wattlos betrachten, finden wir z. B. für die obigen Maschinen:

Maschine Nr.	1	2	3
R_a	9	2,24	2,83
R_a theoretisch	3	0,746	0,945
R_a theoretisch	5,2	1,295	1,635
$R_a + R_s$	9,45	2,35	3,2
$R_a + R_s$ theoretisch	3,45	0.856	1,315
$R_a + R_s$ theoretisch	6,1	1,535	2.375
Verhältnis 1 : 3 = ...	2,74	2.75	2,43
Verhältnis 2 : 3 = ...	1,55	1,53	1,35

Dieses Verhältnis ist an einer großen Zahl von Maschinen kontrolliert worden und die gefundenen Zahlen überschritten niemals die verhältnismäßig geringen Abweichungen [1]).

Dieses Ergebnis berechtigt uns zu der Behauptung, daß bei der Einphasenmaschine mit massiven Polen lange nicht so viel höhere Harmonische auftreten, wie man es anzunehmen gewöhnt ist, denn die massiven Polstücke verhalten sich ähnlich wie eine Mehrphasenwicklung, wobei überhaupt keine höheren Harmonischen erzeugt werden. Sobald aber die Einphasenmaschine mit massiven Polen auf eine mit Mehrphasenwicklung auf dem Rotor zurückgeführt werden kann, so können wir auch das für die ideale Maschine aufgestellte Diagramm für die praktische Maschine benutzen; wie früher gezeigt, machen wir hierbei von der Eigenschaft Gebrauch, daß zwei in entgegengesetzter Richtung drehende Felder sich einer Einphasenwicklung gegenüber in genau derselben Weise äußern wie zwei im gleichen Sinne sich bewegende.

Dieses Diagramm muß jedoch so abgeändert werden, daß die Unterbrechung der Pole berücksichtigt wird.

Ferner da die Foucaultströme nicht vollständig wattlos sind, arbeiten sie wie eine Mehrphasenwicklung mit Ohmschem Widerstande, dessen schädlichen Einfluß auf den Spannungsabfall bei induktionsfreier Belastung wir schon früher kennen gelernt haben.

Wir können also von vorherein erwarten, daß bei Einphasenmaschinen der Spannungsabfall größer sein wird wie bei den mehrphasigen. Bei rein induktiver Belastung wird sich dieser Unterschied natürlich nicht mehr zeigen. Wiederholen wir kurz das Diagramm der idealen Maschine mit Vollpolen, so wie es die Fig. 29 angibt.

---

[1]) Es ist übrigens genügend bekannt, daß in der Formel

$$J_{cc} = \frac{\text{AW-Feld}}{\text{R . AW-Anker pro Phase}} \text{ für R}$$

annähernd folgende Werte erhalten werden:

R_3-Phasen normal . . . $\cong 2{,}5 = 1{,}5 . \sqrt{2} + 0{,}38$

R_2-Phasen hintereinander $\cong 1{,}58 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} + 2 . 0{,}38$

R_1-Phase . . . . . . $\cong 1{,}09 = \frac{1}{\sqrt{2}} + 0{,}38$

Ebenso bei Zweiphasenmaschinen:

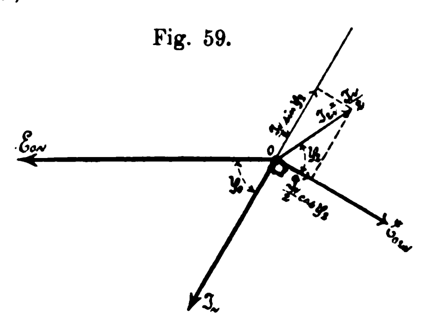
R_2-Phasen normal . . . $\cong 1{,}79 = \sqrt{2} + 0{,}38$

R_2-Phasen hintereinander $\cong 1{,}76 = 1 + 2 . 0{,}38$

R_1-Phase . . . . . . $\cong 1{,}09 = \frac{1}{\sqrt{2}} + 0{,}38$

Das im Luftraum resultierende Feld ψ_r erzeugt die Wechsel E.M.K. E_ν in der Ankerwicklung und der Strom J_ν ist um den Winkel φ_1 verschoben. Die Hälfte des von J_ν erzeugten Feldes ruft im Rotor die Mehrphasen E.M.K. $E_{2\nu}$ hervor, welche ihrerseits einen um den Winkel φ_2 verschobenen Strom $J_{2\nu} = \frac{J_\nu}{2}$ erzeugt. Das Feld ψ_r ist die Resultierende des Gleichstromfeldes $\psi_{0\nu}$ und des Feldes $\psi_{2\nu}$. Bei der Maschine mit ausgeprägten Polen haben wir die Ströme J_ν und $J_{2\nu}$ erstens in der Richtung von $\psi_{0\nu}$, welche die Achse der Pole darstellt und zweitens in einer dazu senkrechten Richtung zu zerlegen, für welche die Reaktanzen durch R_a und R_t gegeben sind. Für einen dem Belastungsstrome J_ν entsprechenden magnetischen Zustand werden ganz allgemein die E.M.K. sich also auf folgende Weise zusammensetzen: die Gleichstromerregung erzeugt eine E.M.K. E_0, welche sich mit den von den Strömen J_ν und $J_{2\nu}$ herrührenden E.M.K., der von der Ankerstreuung herrührende E.M.K. $E_s = J_\nu . R_s$ und der dem Ohmschen Widerstande entsprechenden E.M.K. $E_r = J_\nu . r$ zusammensetzt, um schließlich die Klemmenspannung E_b zu liefern. Der Strom $J_{2\nu} = \frac{J_\nu}{2}$ ist gegen J_ν um den Winkel $(90^0 + \varphi_2)$ verschoben, und kann demnach in zwei Strömen $\frac{J_\nu}{2} \sin \varphi_2$ in der Richtung von J_ν und $\frac{J_\nu}{2} \cos \varphi_2$ senkrecht dazu zerlegt werden (Fig. 59).

Fig. 59.



Die Resultierende $(J_\nu - \frac{J_\nu}{2} \sin \varphi_2)$ kann ihrerseits in $(J_\nu - \frac{J_\nu}{2} \sin \varphi_2) \cos \varphi_0$ in der Richtung von E_0 und $(J_\nu - \frac{J_\nu}{2} \sin \varphi_2) \sin \varphi_0$ senkrecht dazu zerlegt werden; ebenso $\frac{J_\nu}{2} \cos \varphi_2$ in seine beiden Komponenten:

$$\frac{J_\nu}{2} \cos \varphi_2 \sin \varphi_0 \text{ in der Richtung von } E_0$$

und

$$\frac{J_\nu}{2} \cos \varphi_2 \cos \varphi_0 \text{ senkrecht dazu.}$$

Der Strom in der Richtung von E_0 gibt uns die durch die Reaktanz R_t bestimmte Querspannung und der dazu senkrechte Strom die Gegenspannung, welche durch die Reaktanz R_a bestimmt ist; wir können also schreiben:

$$E_a = \frac{J_\nu}{2} R_a (2 \sin \varphi_0 - \sin \varphi_0 \sin \varphi_2 + \cos \varphi_0 \cos \varphi_2),$$

$$E_t = \frac{J_\nu}{2} R_t (2 \cos \varphi_0 - \cos \varphi_0 \sin \varphi_2 - \sin \varphi_0 \cos \varphi_2).$$

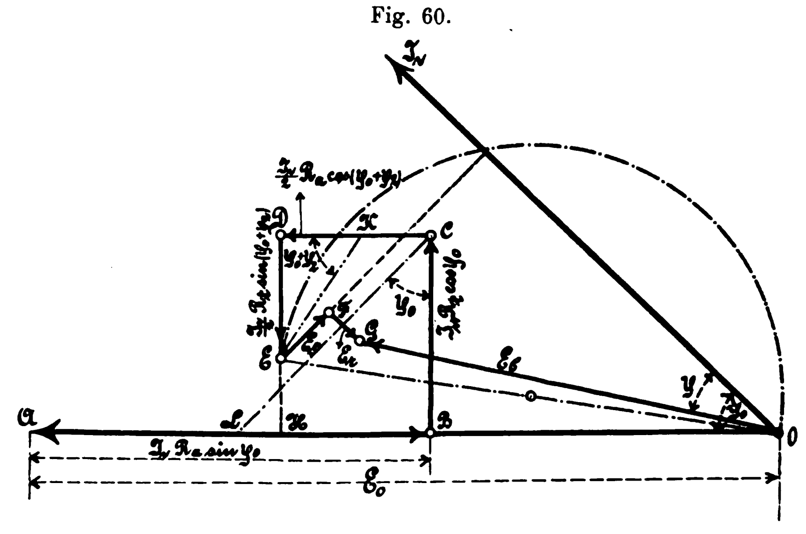
oder auch:

$$E_a = J_\nu R_a \sin \varphi_0 + \frac{J_\nu}{2} R_a \cos (\varphi_0 + \varphi_2).$$

$$E_t = J_\nu R_t \cos \varphi_0 - \frac{J_\nu}{2} R_t \sin (\varphi_0 + \varphi_2).$$

Man kann also das Diagramm der Spannungen wie in der Fig. 60 aufzeichnen, wobei $\overline{OG}$ ein Maß für die Klemmenspannung

Fig. 60.



gibt. Der magnetische Zustand der Maschine ist bestimmt durch $E = \overline{OH} = E_0 - E_a$.

Wenn wir die Geraden $\overline{CL}$ und $\overline{EK}$ in der Weise ziehen, daß der Winkel $\widehat{LCB} = \varphi_0$ und $\widehat{DKE} = \varphi_0 + \varphi_2$, so ist:

$$\overline{LB} = \overline{BC} \operatorname{tg} \varphi_0 = J_\nu \,.\, R_t \sin \varphi_0, \quad \text{also:} \quad \frac{\overline{LB}}{\overline{BA}} = \frac{R_t}{R_a}$$

und

$$\overline{CL} = J_\nu \,.\, R_t,$$

$$\overline{KD} = \frac{\overline{DE}}{\operatorname{tg}(\varphi_0 + \varphi_2)} = \tfrac{1}{2} J_\nu R_t (\cos \varphi_0 + \varphi_2), \text{ also: } \frac{\overline{KD}}{\overline{CD}} = \frac{R_t}{R_a}$$

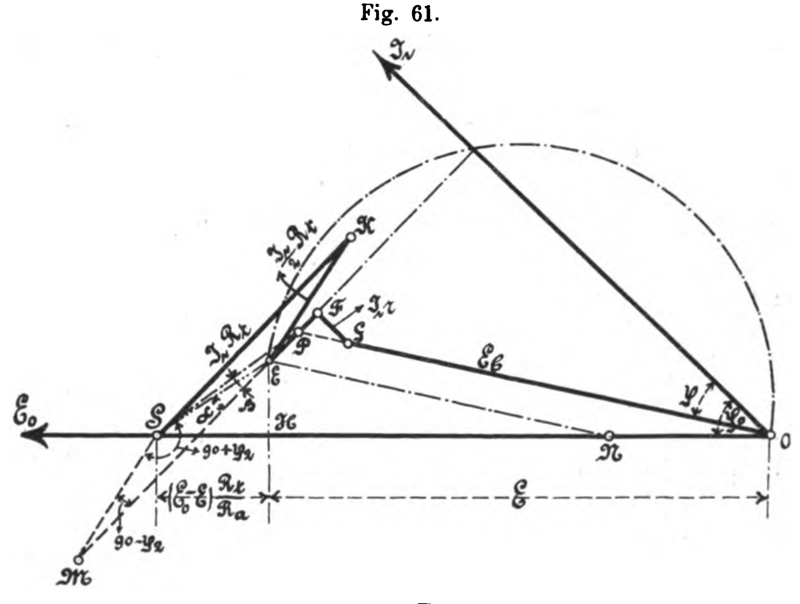
und $$\overline{EK} = \tfrac{1}{2} J_\nu R_t = \tfrac{1}{2} \overline{CL}.$$

Hieraus folgt:

$$\overline{LB} - \overline{KD} = \frac{R_t}{R_a} (\overline{AB} - \overline{CD}) = \frac{R_t}{R_a} \overline{AH} = \frac{R_t}{R_a} (E_0 - E).$$

Wir können somit das Diagramm nach Fig. 61 umändern, wo-

Fig. 61.



bei $\overline{OH} = E$ und $\overline{HS} = (E_0 - E) \frac{R_t}{R_a}$ bekannt sind, sobald man einen magnetischen Zustand E annimmt.

Die Gerade $\overline{KS} = J_\nu . R_t$ bildet den Winkel $(90 - \varphi_0)$ mit $\overline{SO}$; $\overline{KE} = \frac{1}{2} J_\nu R_t$ schließt den Winkel $\varphi_0 + \varphi_2$ mit derselben Richtung ein; E muß sich auf der im Punkte H zu OS Senkrechten befinden.

Wenn wir jetzt über $\overline{OE}$ als Sehne einen Kreisbogen schlagen, welcher den Winkel $(90 + \varphi)$ enthält, so werden wir in $\overline{EP}$ den Wert $J_\nu (R_s - r \operatorname{tg} \varphi)$ und in $\overline{OP}$ den Wert $E_b + \frac{J_\nu r}{\cos \varphi}$ erhalten; $\overline{EP}$ ist parallel zu $\overline{SK}$, weil diese beiden Geraden senkrecht zum Strome sind.

Verlängern wir $\overline{EP}$, so daß wir das Parallelogramm SKEM erhalten, so ist:

$$\sphericalangle KSM = 90 - \varphi_0 + (\varphi_0 + \varphi_2) = 90 + \varphi_2 \quad \text{und} \quad \widehat{SME} = 90 - \varphi_2.$$

Konstruieren wir die Dreiecke SME und SMP, so haben wir im ersten:

$$\frac{\overline{SM}}{\overline{ME}} = \frac{\frac{1}{2} J_\nu \,.\, R_t}{J_\nu \,.\, R_t} = \frac{\sin \alpha}{\sin (\widehat{ESM})}, \text{ wo } \sphericalangle \widehat{SEM} = \alpha.$$

Nun ist:

$$\sphericalangle \widehat{ESM} = 180 - \alpha - (90 - \varphi_2) = 90 - \alpha + \varphi_2,$$

d. h. $\dfrac{\sin \alpha}{\cos (\varphi_2 - \alpha)} = \frac{1}{2}$, woraus folgt: $\operatorname{tg} \alpha = \dfrac{\cos \varphi_2}{2 - \sin \varphi_2}$. (1)

Der Winkel α ist somit nur von φ_2 abhängig.

Ebenso ergibt sich im zweiten Dreieck SMP, wenn wir $\sphericalangle \widehat{SPM} = \beta$ nennen:

$$\frac{\sin \beta}{\cos (\varphi_2 - \beta)} = \frac{\overline{SM}}{\overline{MP}} = \frac{\frac{1}{2} J_\nu R_t}{J_\nu R_t + J_\nu R_s - J_\nu r \operatorname{tg} \varphi}$$

$$= \frac{\frac{1}{2} R_t}{R_t + R_s - r \operatorname{tg} \varphi} = \lambda \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

und:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\cos \varphi_2}{\frac{1}{\lambda} - \sin \varphi_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

welche von φ_2 und von λ, d. h. von φ abhängt.

Der Winkel φ_2 stellt die Phasenverschiebung zwischen den Foucaultströmen und ihren E.M.K.en dar; da diese Ströme sich im massiven Eisen bilden, ist φ_2 nur von der magnetischen und elektrischen Beschaffenheit des verwendeten Materials abhängig; es folgt hieraus, daß α und auch β konstant sein werden für eine gegebene äußere Phasenverschiebung φ.

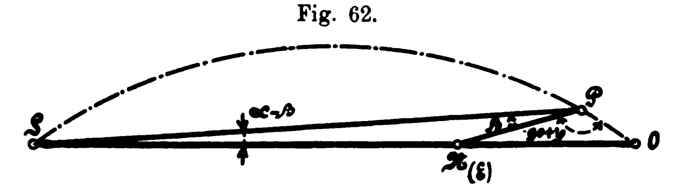
Die Dreiecke SEP werden also immer gleichförmig sein, welchen Wert auch der Strom J_ν annehmen möge, wenn nur die äußere Phasenverschiebung dieselbe bleibt.

Wir sehen ferner, daß der Punkt P sich auf einem Kreisbogen befindet mit OL als Sehne und welcher den konstanten Winkel: $(90 + \varphi + \beta)$ enthält.

Ebenso befindet sich der Punkt E, wenn wir $\overline{EN} \parallel \overline{OP}$ ziehen, auf einem Kreisbogen mit $\overline{SN}$ als Sehne, welcher den konstanten Winkel: $(90 + \varphi + \alpha)$ enthält.

Den Wert dieser Sehne $\overline{SN}$ werden wir für den Wert von φ_0 finden können, bei welchem $\overline{SE}$ mit $\overline{SO}$ zusammenfällt; da die Drei-

Fig. 62.



ecke SEP immer gleichförmig bleiben, wird man in dieser Stellung haben (Fig. 62):

$$\frac{\overline{SN}}{\overline{NP}} = \frac{\sin\beta}{\sin(\alpha-\beta)} \text{ und } \frac{\overline{ON}}{\overline{NP}} = \frac{\sin(90+\varphi)}{\sin(90+\varphi+\alpha)} = \frac{\cos\varphi}{\cos(\varphi+\alpha)}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\overline{SN}}{\overline{NO}} = \frac{\sin\beta}{\sin(\alpha-\beta)} \; \frac{\cos(\varphi+\alpha)}{\cos\varphi} \text{ und}$$

$$\frac{\overline{SN}}{\overline{SN}+\overline{NO}} = \frac{\sin\beta \,.\, \cos(\varphi+\alpha)}{\sin\beta\cos(\varphi+\alpha)+\sin(\alpha-\beta)\cos\varphi}$$

$$\overline{SN}+\overline{NO} = \overline{SO} = E + \frac{R_t}{R_a}(E_0 - E), \text{ woraus:}$$

$$\overline{SN} = \left[E + \frac{R_t}{R_a}(E_0 - E)\right] \frac{\operatorname{tg}\beta - \operatorname{tg}\alpha \,.\, \operatorname{tg}\beta \,.\, \operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha \,.\, \operatorname{tg}\beta \,.\, \operatorname{tg}\varphi} \quad . \quad (4)$$

Wir erhalten also folgende Konstruktion:

1. Ueber $\overline{OS} = E + \frac{R_t}{R_a}(E_0 - E)$ als Sehne schlagen wir einen Kreisbogen, welcher den Winkel: $(90 + \varphi + \beta)$ enthält;

2. Wir nehmen $\overline{SN} = \overline{OS}\,\frac{\operatorname{tg}\beta - \operatorname{tg}\alpha \,.\, \operatorname{tg}\beta \,.\, \operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha \,.\, \operatorname{tg}\beta \,.\, \operatorname{tg}\varphi}$ und schlagen über dieser Strecke als Sehne einen Kreisbogen, welcher den Winkel: $(90 + \varphi + \alpha)$ enthält;

3. Wir ziehen im Punkte H, gegeben durch $\overline{OH} = E$, eine Senkrechte zu $\overline{OS}$ und bestimmen deren Schnittpunkt E mit dem Kreisbogen über $\overline{SN}$;

4. Wir schlagen über die soeben bestimmte Strecke $\overline{EO}$ als Sehne einen dritten Kreisbogen, welcher den konstanten Winkel:

$(90 + \varphi)$ enthält, und bestimmen dessen Schnittpunkt P mit dem ersten Kreisbogen über $\overline{SO}$.

Dieser Punkt P liefert uns in $\overline{PS}$ ein Maß für den Strom und in $\overline{OP}$ ein Maß für die Klemmenspannung, denn $\overline{OP} = E_b + \frac{J \, . \, r}{\cos \varphi}$; der Wert von $\overline{SP}$ läßt sich aus dem Dreiecke SMP bestimmen:

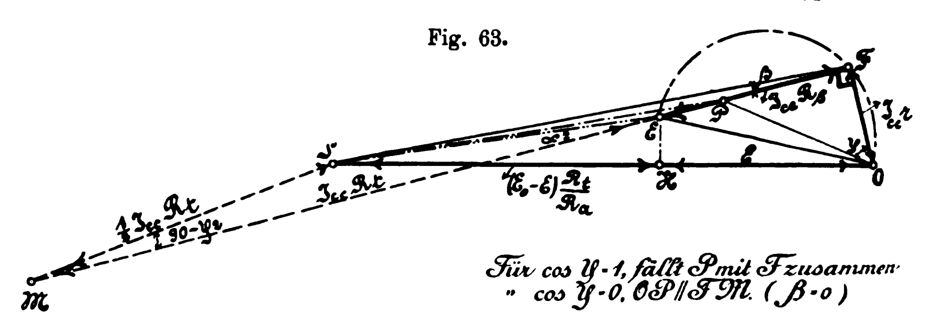
$$\frac{\overline{SP}}{\overline{SM}} = \frac{\sin(90 - \varphi_2)}{\sin \beta}, \text{ woraus: } \overline{SP} = \frac{1}{2} J_\nu \, . \, R_t \frac{\cos \varphi_2}{\sin \beta}.$$

Setzen wir für $\sin \beta$ seinen Wert ein (siehe Gleichung 3), so folgt:

$$\overline{SP} = \frac{1}{2} R_t \, . \, J_\nu \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{2}{\lambda} \sin \varphi_2 + 1}.$$

Klemmenspannung und Strom können also für irgend einen magnetischen Zustand bestimmt werden, sobald der Winkel φ_2, oder

Fig. 63.



die Winkel α und β, die von ihm abhängen, bekannt sind. Es ist wiederum der Kurzschlußversuch, welcher uns gestattet, dieselben aufzufinden.

Das Kurzschlußdiagramm nimmt die Form der Fig. 63 an:

$$E_b = 0; \; \overline{OF} = J_{cc} \, . \, r; \; \overline{FE} = J_{cc} \, . \, R_s; \; \overline{EM} = J_{cc} \, . \, R_t \text{ und}$$
$$MS = {}^1\!/_2 \, J_{cc} \, . \, R_t.$$

Der magnetische Zustand ist gegeben durch $\overline{OH} = E$ und der Wert von $\overline{HS}$ ist $(E_0 - E) \frac{R_t}{R_a}$.

Da die Verschiebung der Foucaultströme sehr groß ist (beinahe 90°), ist der Winkel $\widehat{SME} = 90° - \varphi_2$ sehr klein; da auch $\overline{OF} = J_{cc} \, . \, r$ im allgemeinen klein ist, wird $\overline{EH}$ oft vernachlässigbar sein und können wir dann mit großer Annäherung setzen:

$$\overline{SH} \cong \overline{SE} \cong \frac{1}{2}\, \overline{EM}, \text{ d. h. } \overline{SH} = (E_0 - E)\,\frac{R_t}{R_a} \cong \frac{1}{2}\, J_{cc} \,.\, R_t$$

oder auch:

$$E_0 - E = \frac{1}{2}\, J_{cc} \,.\, R_a.$$

Anderseits und aus demselben Grunde können wir setzen:

$$E = \overline{OH} \cong \overline{EF} = J_{cc} \,.\, R_s.$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die erste Gleichung erhält man:

$$E_0 \cong \frac{1}{2}\, J_{cc}\, R_a \text{ und } J_{cc}\, R_s = J_{cc} \left(\frac{1}{2}\, R_a + R_s\right),$$

wobei:

$$\frac{1}{2}\, R_a = \frac{E_0}{J_{cc}} - R_s \text{ [1]}).$$

Da R_s bekannt ist, können wir, wie für die Dreiphasenmaschinen, eine R_a-Kurve aus der Magnetisierungs- und Kurzschlußkurve herleiten. Wir kennen dann den Wert von R_{0a} für Nichtsättigung und $R_t = R_{0a} \,.\, \frac{K_t}{K_a}$.

Alle Werte der Fig. 63 sind dann bekannt, und weil der Winkel in F ein rechter ist, ist die Figur vollständig bestimmt.

Jetzt genügt es, den Winkel $\widehat{FOP} = \varphi$ zu machen und $\overline{SE}$ und $\overline{SP}$ zu ziehen, um in $\widehat{SEM}$ und $\widehat{SPM}$ die gesuchten Winkel α und β zu erhalten, denn:

$$\overline{ME} = J_{cc} \,.\, R_t \text{ und } \overline{MP} = J_{cc}\,(R_t + R_s - r \operatorname{tg} \varphi).$$

Bemerken wir schon hier, daß ein verhältnismäßig großer Fehler in der Bestimmung von R_a nur einen geringen Einfluß auf das Diagramm haben kann; denn es ist vielmehr die Veränderung des Verhältnisses $\frac{R_t}{R_a}$, welches in Betracht kommt, und dieses Verhältnis hat das Be-

---

[1]) Für den Fall, daß der Ohmsche Widerstand nicht vernachlässigbar ist, kann man setzen:

$$E = \overline{OH} \cong \overline{OE} = J_{cc}\sqrt{R_s^2 + r^2} = J_{cc} \,.\, R'$$

und

$$\frac{1}{2}\, R_a = \frac{E_0}{J_{cc}} - R_s'.$$

Wir werden im folgenden Kapitel sehen, wie man in diesem Falle durch Ausprobieren eine noch größere Genauigkeit erhalten kann.

streben, sich dem tatsächlichen Werte zu nähern, weil R_t proportional R_{0a} ist und die Fehler von R_{0a} und R_a in derselben Richtung sind. Dies ist also eine weitere Rechtfertigung der Annäherungen, welche wir vorhin angegeben haben.

Für $\cos\varphi = 1$ vereinfachen sich diese Formeln ganz bedeutend; die Grundgleichungen reduzieren sich auf:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\cos\varphi_2}{2 - \sin\varphi_2} \quad \ldots \quad (1)$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\cos\varphi_2}{\frac{1}{\lambda} - \sin\varphi_2} \quad \ldots \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{{}^1/_2\, R_t}{R_t + R_s} \quad \ldots \quad (3)$$

$$\overline{SN} = \left[E + \frac{R_t}{R_a}(E_0 - E)\right]\frac{\operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\alpha} \quad \ldots \quad (4)$$

$$\overline{OP} = E_b + J_\nu \,.\, r$$

und

$$\overline{SP} = \frac{1}{2} R_t J_\nu \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{2}{\lambda}\sin\varphi_2 + 1}.$$

Der Kreisbogen über der Sehne $\overline{OE}$ wird ein Halbkreis und für die Bestimmung von α und β fällt P mit F zusammen.

Bei $\cos\varphi = 0$ sind Klemmenspannung und E_0 fast entgegengesetzt gerichtet; wir können somit annähernd schreiben:

$$E_0 \cong R_a \,.\, J_\nu + R_s \,.\, J_\nu + E_b.$$

In der Fig. 63 werden $\overline{OP}$ und $\overline{FM}$ einander parallel. Die Berechnung der induktiven Belastung gestaltet sich also genau wie bei Dreiphasenmaschinen.

Es ist noch interessant zu sehen, wie sich das Diagramm der Maschine mit Vollpolen (Fig. 25) aus unserem allgemeinen Diagramm ableiten läßt.

Da hierbei R_a gleich R_t ist, stellen die Geraden $\overline{SM}$ und $\overline{ME}$ in der Fig. 61 nicht nur Konstruktionslinien dar, sondern in Größe und Richtung die E.M.K. des Rotors und des Stators, d. h. die Geraden $\overline{PA}$ und $\overline{AB}$ der Fig. 25.

$\overline{OP} = R$ entspricht $\overline{OS}$ der jetzigen Figur.

Kapitel VI.

Anwendung des Diagrammes der Einphasenmaschine.

Die im vierten Kapitel beschriebenen Maschinen sind auch als Einphasenmaschinen untersucht worden, wobei einmal eine von den drei Phasen und ferner zwei hintereinander geschaltet benutzt wurden. Wir wollen nun das eben abgeleitete Diagramm hierauf anwenden, um seinen Gebrauch zu zeigen und die Uebereinstimmung mit den Versuchsresultaten zu kontrollieren.

Die Anwendung des Diagrammes auf eine gewöhnliche Einphasenmaschine ist natürlich die gleiche, wir haben aber diese beiden letzten Schaltungen gewählt, weil diese verschiedenen Betriebsverhältnisse sehr lehrreiche Vergleiche gestatten.

Erste Maschine. Die kleine Wechselstrommaschine von 4 K.V.A. gibt uns ein sehr interessantes Beispiel, weil hierbei der Ohmsche Ankerwiderstand von großem Einfluß ist. Die Fig. 41 stellt die Magnetisierungskurve und die Kurzschlußkurven J_{cc1}, J_{cc2} und J_{cc3} für die verschiedenen Schaltungen dar.

Die $\left(\frac{R_a}{2} + R_s'\right)$-Kurve als Einphasenmaschine auf einer Phase und auf zwei Phasen hintereinander ist dieselbe, wie als Dreiphasenmaschine, es genügt einfach, den Maßstab im Verhältnis der Kurzschlußströme zu verändern.

a) Belastung einer der drei Phasen. Wir haben es nötig befunden, für den effektiven Widerstand den 1,5-fachen Wert des Ohmschen Ankerwiderstandes einzusetzen, um den Foucaultschen Parasitströmen, welche in den massiven Polstücken auftreten, Rechnung zu tragen und die bei den Einphasen- immerhin bedeutend größer sind als bei den Dreiphasenmaschinen.

Da die gegenseitige Streuung der Phasen sehr gering ist, haben wir schon für die Dreiphasenmaschine den für eine Phase berechneten Wert $R_s = 0{,}45\ \Omega$ benutzt.

Ferner liefert die $\left(\frac{R_a}{2} + R_s'\right)$-Kurve für Nichtsättigung den Wert $\frac{R_{0a}}{2} + R_s' = 3{,}38\ \Omega$; wir sehen, daß die Werte von r und von R_s sehr bedeutend sind im Vergleich zu diesem letzteren, und die im vorigen Kapitel angegebenen Annäherungen dürfen somit hierbei nicht gemacht werden.

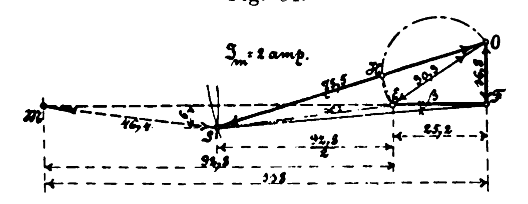
Diese Werte können nur durch Ausprobieren bestimmt werden.

Der magnetische Zustand ist durch die Projektion von $\overline{OE}$ auf $\overline{OS}$ gegeben (Fig. 64); für einen Erregerstrom von 2 Amp. beträgt der Kurzschlußstrom 56 Amp., somit:

$$\overline{OF} = J_{cc} \,.\, r = 16{,}8 \text{ Volt},$$
$$\overline{EF} = J_{cc} \,.\, R_s = 25{,}2 \text{ Volt} \quad \text{und}$$
$$OE = 30{,}3 \text{ Volt}$$

Wir wissen also, daß $E < 30{,}3$, aber wenig von diesem Werte

Fig. 64.



abweicht. Für $J_m = 2$ hat man $E_0 = 189$; wenn $E = E_1$ wäre, würden wir haben:

$$\overline{OS} = E_1 + (189 - E_1) \,.\, 0{,}29 \quad \text{und} \quad \frac{R_{0a}}{2} = \frac{189 - E_1}{56}.$$

Aus diesem Werte finden wir für $\frac{R_t}{2} = 0{,}29 \left(\frac{189 - E_1}{56}\right)$ [1]), was ferner liefert:

$$\overline{FM} = 25{,}2 + 56\, R_t \text{ und } \overline{MS} = 56 \frac{R_t}{2}.$$

Wenn wir die Figur mit diesen Werten aufzeichnen, müssen wir wieder $\overline{OH} = E_1$ zurückfinden; nach einigem Herumprobieren ergaben sich $E = 29{,}1$ und ferner die Werte:

$$\frac{R_{0a}}{2} = 2{,}86; \; R_s' = 0{,}52 \text{ und } \frac{R_t}{2} = 0{,}83.$$

Die Figur liefert alsdann für die Winkel α und β:

$$\operatorname{tg} \alpha = 0{,}13; \; \operatorname{tg} \beta = 0{,}084 \text{ und } \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = 0{,}648.$$

Mit diesen Werten wurden die Belastungskurven, $\cos \varphi = 1$, für $J_m = 2$ und $J_m = 1{,}5$ berechnet; der Gang dieser Rechnungen ist

[1]) Wir nehmen an, daß die Verteilung unserer Wicklung zur Phase noch genügend ist, um das Verhältnis $\frac{K_t}{K_a} = 0{,}29$ beibehalten zu können.

leicht in der folgenden Tabelle (siehe S. 509) zu verfolgen und die Fig. 65 zeigt uns, wie das Diagramm praktisch angewandt wird. ($J_m = 1{,}5$ Amp.)

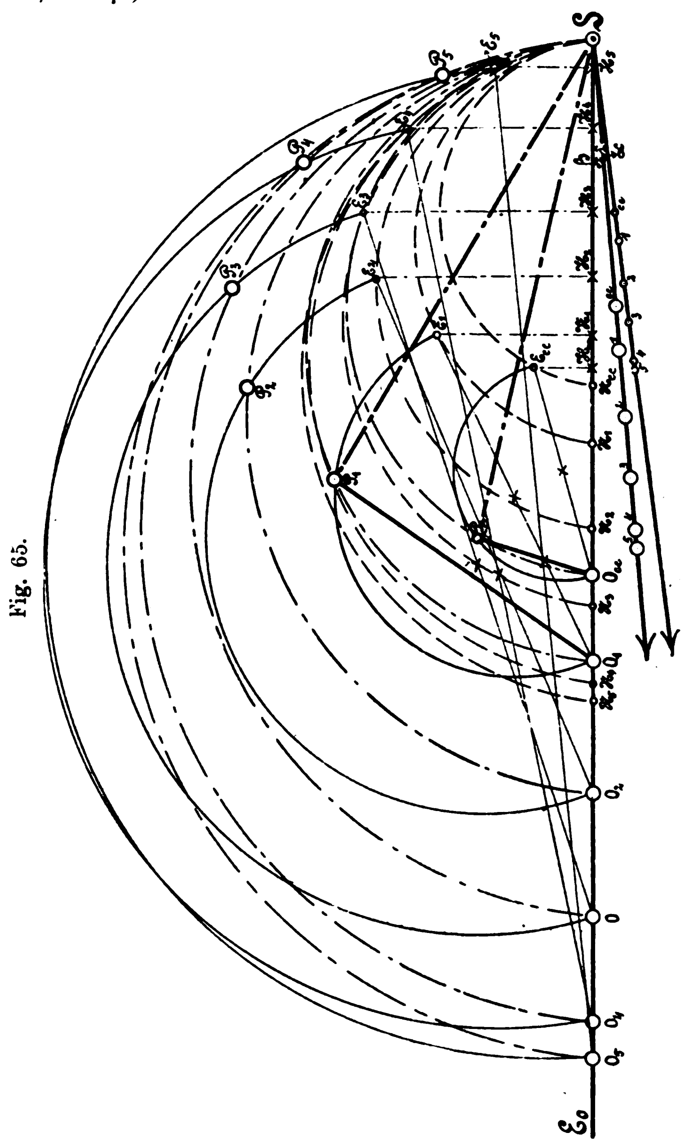
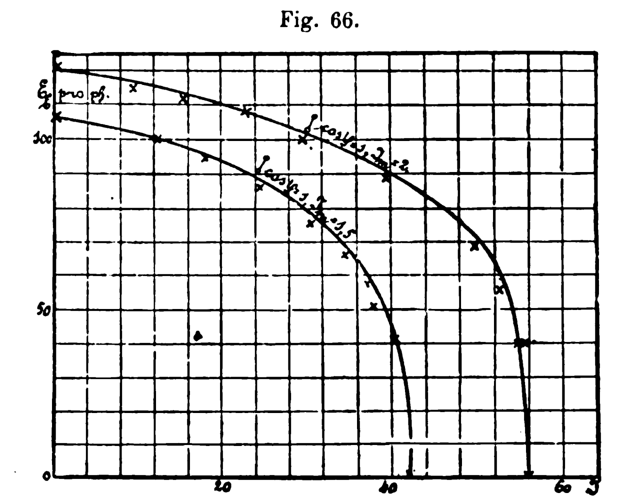


Fig. 65.

Die erhaltenen Resultate sind in der Fig. 66 wiedergegeben, wobei die Kreuze die Versuchspunkte bedeuten.

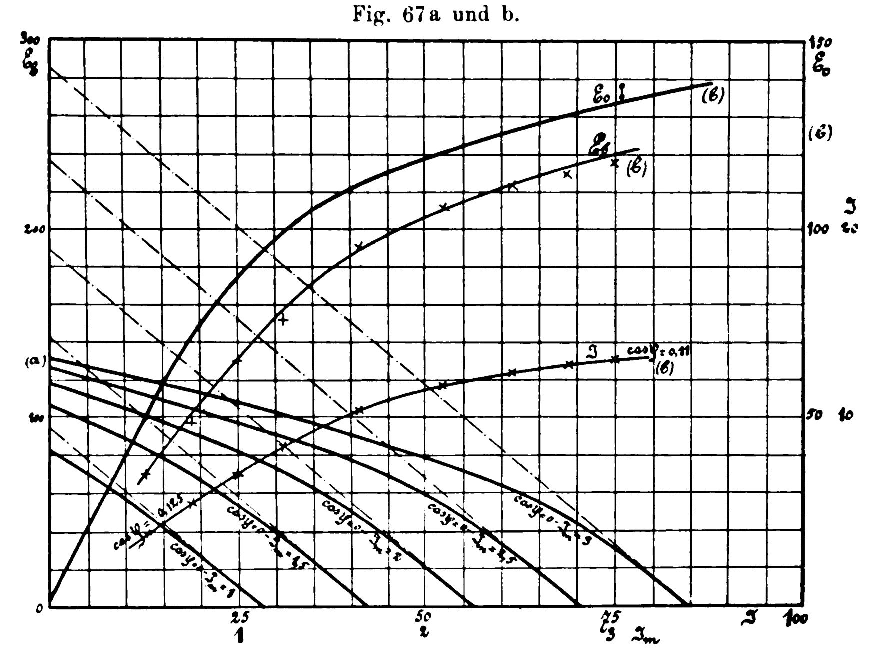
Wir machen darauf aufmerksam, daß der Buckel, welcher bei

Fig. 66.



der Dreiphasenmaschine gefunden wurde, hier vollständig verschwunden ist; die Ursachen dieser Verschiedenheit haben wir schon früher behandelt.

Fig. 67a und b.



Die Fig. 67a zeigt uns Kurven für rein induktive Belastung, welche für verschiedene Erregungen berechnet sind.

Die Punkte dieser Kurven sind in der Fig. 67b eingetragen,

Belastungskurve für $\cos \varphi = 1$.

$\frac{1}{2} R_{0a} = 2,85$ $\quad$ $tg\,\alpha = 0,13$ $\quad$ $J_m = 1_a,5$; 2 Amp. $\quad$ $r = 0,3\,\Omega$

$\frac{1}{2} R_t = 0,83$ $\quad$ $tg\,\beta = 0,84$ $\quad$ $J_{cc} = 42_a$; 56 Amp. $\quad$ 56 Amp. = 144 mm (1 Volt = 2 mm)

$R_s' = 0,52$ $\quad$ $\frac{tg\,\beta}{tg\,\alpha} = 0,648$

OH							SH	SO	SN	SP	OP				(Fig. 65)
E	$R_a + R_s$	$\frac{1}{2} R_a + R_s$	$\frac{1}{2} R_a$	$\frac{R_t}{R_a}$	E_0	$E_a = E_0 - E$	$E_a \frac{R_t}{R_a}$	1. Sehne $E + E_a \frac{R_t}{R_a}$	2. Sehne $0,648 \times$ 1. Sehne	Strom in mm	$E_b + rI$ Volt	rI	I	E_b	
32,75	9,45	3,37	2,85	0,29	189	156,25	45,4	78,15	50,8	144	25	16,8	56	8,2	$J_m = 2$
52,75	9,2	3,32	2,80	0,295	186	133,25	39,4	92,15	59,9	141,7	53,35	16,5	55	36,85	
72,75	8,85	3,16	2,64	0,313	177	104,25	32,65	105,4	68,5	135,6	75	15,93	53,1	59,07	
92,75	8,10	2,89	2,37	0,349	162	69,25	24,15	116,9	76	119,5	95,35	13,95	46,5	81,4	
102,75	7,50	2,67	2,15	0,384	150	47,25	18,1	120,85	78,5	98,7	105,15	11,52	38,4	93,63	
112,75	6,62	2,36	1,84	0,449	132,4	19,65	8,83	121,58	79	66,5	114,05	7,77	25,9	106,28	
34,5	9,45	3,37	2,85	0,29	142	107,5	31,2	65,7	42,6	108,5	33	12,66	42,2	20,34	$J_m = 1,5$
54,5	9,2	3,32	2,80	0,295	139,5	85	25,05	79,55	51,5	103,5	56	12,09	40,3	43,91	
74,5	8,85	3,16	2,64	0,313	133	58,5	18,3	92,3	59,7	92	76,05	10,71	35,7	65,34	
94,5	8,1	2,89	2,37	0,349	121,5	27	9,4	103,9	67,4	64,7	95,6	7,53	25,1	88,07	
104,5	7,5	2,67	2,15	0,384	112,5	8	3,07	107,57	69,7	33	104,85	3,84	12,8	101,01	

welche aufgenommen wurde, indem ein bestimmter Widerstand eingeschaltet war und die Erregung verändert wurde.

Die Rechnungstabelle dieser Kurven ist noch für dieselben Erregungen von 1,5 und 2 Amp. beigefügt (siehe die folgende Tabelle).

Belastungskurve für cos $\varphi = 0$.

$J_m = 2$ Amp. $(E_0 = E_a + E_s + E_b)$. $J_m = 1,5$ Amp.

E	$E_a = E_0 - E$	R_a	$I = \frac{E_a}{R_a}$	$R_s' I$	E_b	E	$E_a = E_0 - E$	R_a	$I = \frac{E_a}{R_a}$	$E_s = R_s' I$	E_b
32,75	156,25	2,85	55	28,55	4,2	34,5	107,5	2,85	37,7	19,6	14,9
52,75	133,25	2,80	47,5	24,65	28,1	54,5	85	2,80	30,3	15,75	38,75
72,75	104,25	2,64	39,6	20,55	52,2	74,5	58,5	2,64	22,15	11,5	63
92,75	69,25	2,37	29,2	15,15	77,6	94,5	27	2,37	11,4	6	88,5
102,75	47,25	2,15	22	11,45	91,3	104,5	8	2,15	3.75	1,95	102,55
112,75	19,65	1,84	10,7	5,55	107,2						

b) Belastung zweier hintereinander geschalteten Phasen. Die verschiedenen, für die Berechnung notwendigen Faktoren wurden auf dieselbe Weise wie vorhin für die Belastung einer Phase bestimmt:

$$r = 0,6; \qquad R_s = 0,9; \qquad \frac{R_{0\,a}}{2} + R_s' = 5,56;$$

$$R_s' = 1,045; \quad \frac{R_{0\,a}}{2} = 4,515; \qquad \frac{R_t}{2} = 1,31;$$

$$\text{tg}\,\alpha = 0,13; \qquad \text{tg}\,\beta = 0,0775 \quad \text{und} \quad \frac{\text{tg}\,\beta}{\text{tg}\,\alpha} = 0,594.$$

Die Tatsache, daß tg α für eine Phase dieselbe ist wie für zwei hintereinander geschaltete Phasen, ist nicht ganz zufällig, obgleich eine solche graphische Bestimmung nicht auf absolute Genauigkeit Anspruch machen kann.

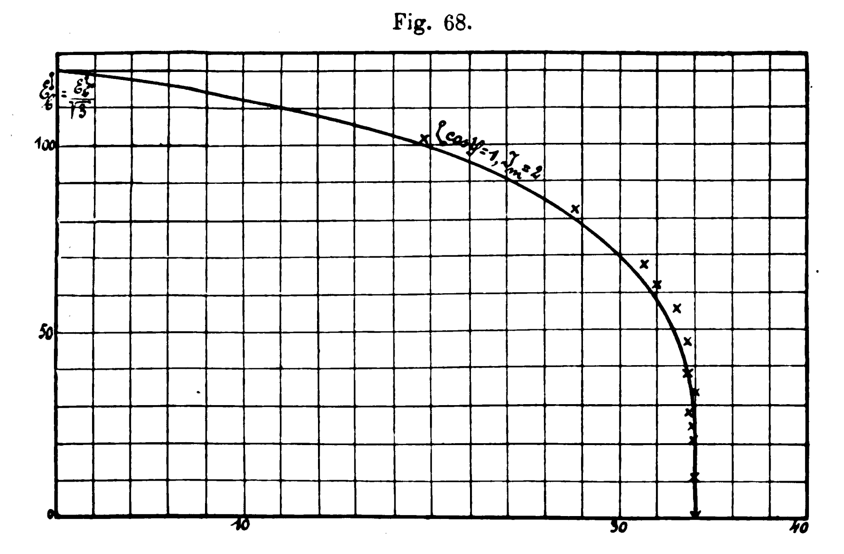
Denn tg α ist nur von φ_2 abhängig, d. h. vor allem von dem verwandten Material und wird somit nicht wesentlich mit der Veränderung der Schaltung variieren.

In der Fig. 68 ist eine für $J_m = 2$ Amp. berechnete Kurve dargestellt, worin die Versuchspunkte eingetragen sind [1]).

[1]) Nach dem Versuche fallen die gemessenen Punkte oberhalb der berechneten Kurve; dies erklärt sich durch die große Nutenzahl pro Pol der Einphasenwicklung $\left(\frac{2}{3}\right)$, welchem vielmehr ein kleineres Verhältnis $\frac{K_t}{K_a}$ entsprechen dürfte.



Fig. 68.



(Fig. 69a gibt die berechneten und 69b die gemessenen Kurven für $\cos\varphi = 0$ wieder.)

Zweite Maschine[1]). Wechselstrommaschine von 80 K.V.A. von S. 477 (siehe Fig. 45a und b).

a) Belastung einer Phase. Wie für die vorige Maschine haben wir für den effektiven Widerstand den 1,5-fachen Ohmschen Widerstand genommen, somit 0,024 Ω.

$$R_s = 0{,}11; \quad \frac{R_{0\,a}}{2} + R_s' = 0{,}732;$$

$$R_s' = \sqrt{R_s^2 + r^2} = 0{,}111, \text{ also fast gleich } R_s;$$

$$\frac{R_{0\,a}}{2} = 0{,}621; \quad \frac{R_t}{2} = 0{,}18.$$

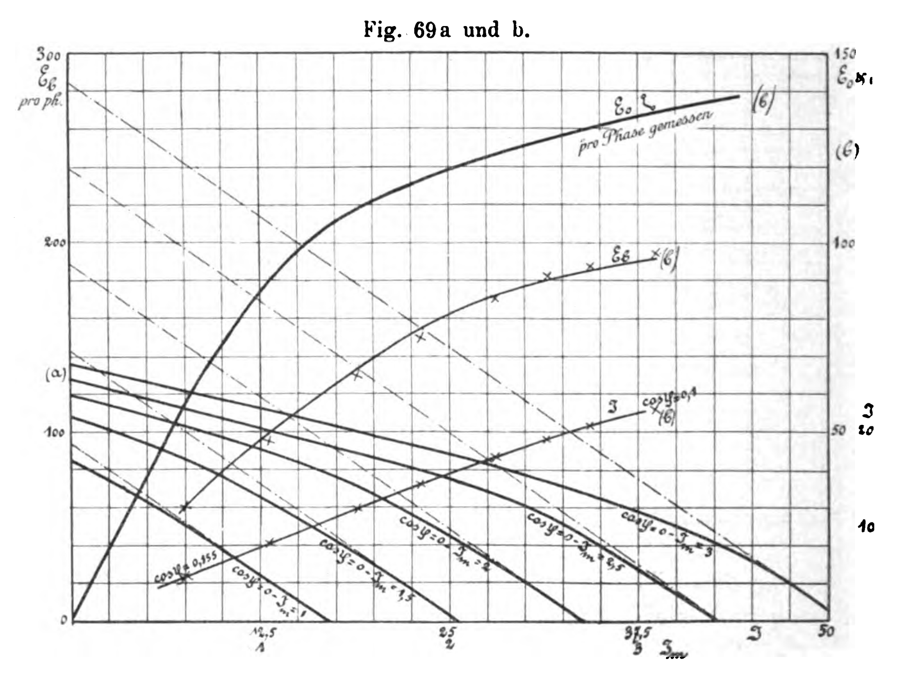
Infolge des geringen Wertes von r und von $(90 - \varphi_2)$ ist es praktisch unmöglich, die Winkel α und β zu messen, welche gleichfalls sehr klein sind.

Es ist ganz angezeigt, sie nach der im vorigen Kapitel abgeleiteten Formel zu berechnen.

[1]) Die Versuche dieser Maschine sind ganz besonders auf dem Probierraume der Gesellschaft „Ateliers de constructions Electriques à Charleroi" von Herrn Ingenieur H. Berger ausgeführt worden, dem ich bei dieser Gelegenheit meine Anerkennung ausspreche für die Sorgfalt, die er darauf verwandt hat.



Fig. 69a und b.



Für eine Erregung $J_m = 3$ ist der Kurzschlußstrom $J_{cc} = 230$ Amp. und

$$E_0 = 168; \; E = 230 \, . \, 0{,}111 = 25{,}5; \; (E_0 - E) \frac{R_t}{R_a} = 41{,}3 \text{ Volt.}$$

Nun ist:

$$\frac{R_t}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{2}{\lambda} \sin \varphi_2 + 1} = E + (E_0 - E) \frac{R_t}{R_a},$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R_t + R_s}{\frac{R_t}{2}} = 2{,}61, \text{ also:}$$

$$0{,}18 \, . \, 230 \sqrt{6{,}8 - 5{,}22 \sin \varphi_2 + 1} = 25{,}5 + 41{,}3 = 66{,}8,$$

$$7{,}8 - 5{,}22 \sin \varphi_2 = 2{,}60, \text{ woraus:}$$

$$\sin \varphi_2 = 0{,}997.$$

Hieraus folgt:

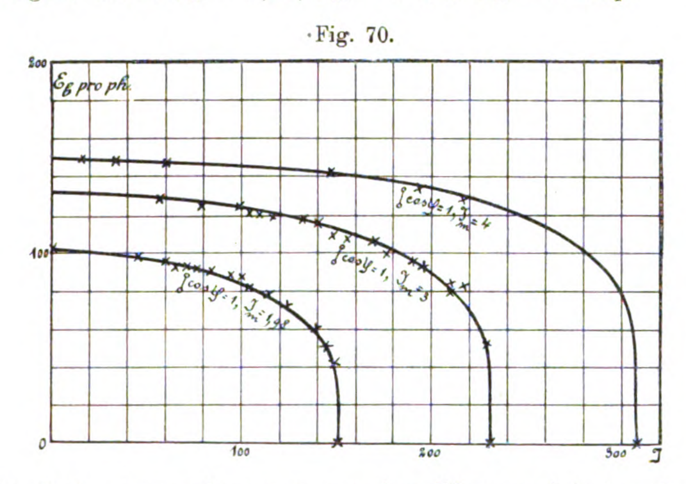
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos \varphi_2}{2 - \sin \varphi_2} = 0{,}071,$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\cos \varphi_2}{2{,}61 - \sin \varphi_2} = 0{,}044 \text{ und}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = 0{,}62.$$

Mit diesen Werten wurden nach der oben angegebenen Weise die induktionsfreien Belastungskurven berechnet und in der Fig. 70 aufgetragen, wobei $J_m = 1,98$, $J_m = 3$ und $J_m = 4$ Amp.

Fig. 70.



b) Belastungskurven zweier Phasen hintereinander.

$$r = 0,048,$$

$$R_s = 0,22,$$

$$\frac{R_{0a}}{2} + R_s' = 1,295,$$

$$R_s' = 0,222,$$

$$\frac{R_{0a}}{2} = 1,073,$$

$$\frac{R_t}{2} = 0,311.$$

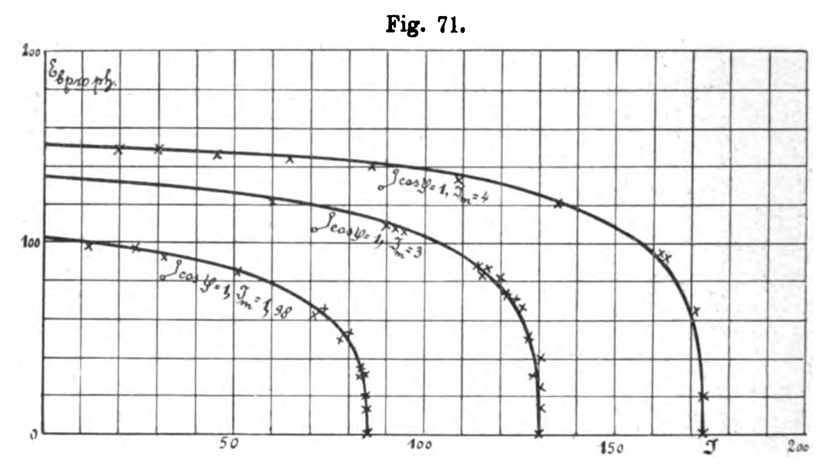
Die Berechnung von φ_2 gibt uns einen nur wenig von der Einheit abweichenden Wert; da tg α fast derselbe wie für eine Phase sein wird, haben wir uns darauf beschränkt, tg $\alpha = 0,071$ zu nehmen, woraus tg $\beta = 0,042$ folgt.

Die Resultate sind durch die Kurve 71 wiedergegeben für $J_m = 1,98$, $J_m = 3$ und $J_m = 4$ Amp.

Was den Winkel φ_2 und die Winkel α und β, welche vom ersteren abhängen, anbelangt, so kann gesagt werden, daß α und β im allgemeinen sehr klein sind und nur in geringen Grenzen variieren; es wird wahrscheinlich praktisch zulässig sein, bei Maschinen ähnlicher Konstruktion für den Winkel α einen konstanten Wert anzunehmen.

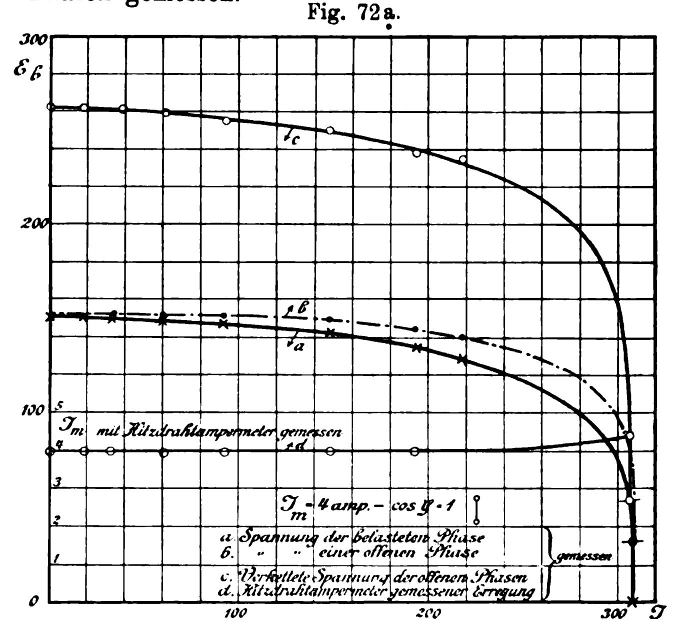
Uebrigens wird ein kleiner Fehler nur einen geringen Einfluß ausüben, sobald das Verhältnis $\frac{\text{tg}\,\beta}{\text{tg}\,\alpha}$ richtig bestimmt ist.

Fig. 71.



Während der Versuche der induktionsfreien Belastung, die wir vorher beschrieben haben, wurde zu gleicher Zeit die Spannung an den offenen Phasen gemessen.

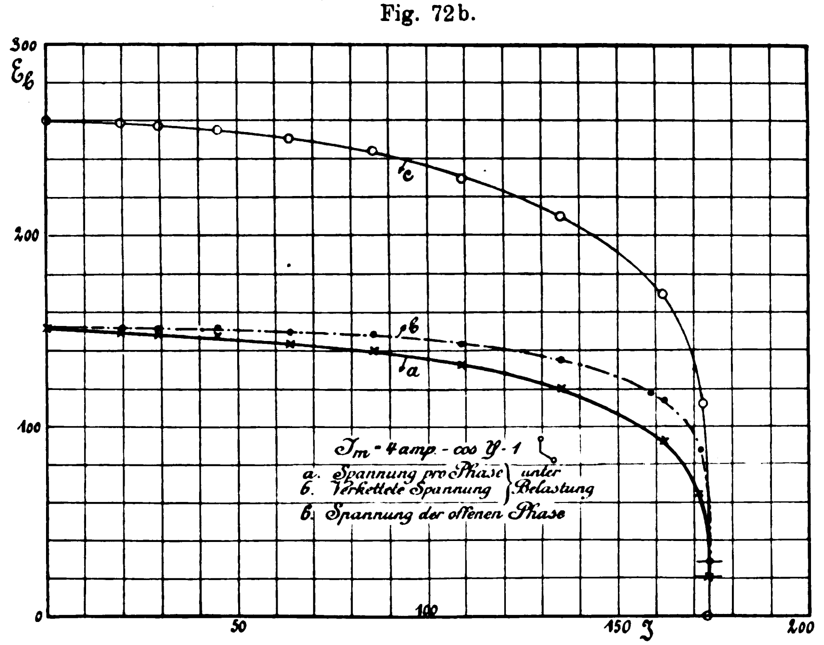
Fig. 72a.



Die Fig. 72a zeigt die Spannung pro Phase und der beiden hintereinander geschalteten Phasen, wenn man die dritte belastet.

Ebenso stellt die Fig. 72b die Spannung an der offenen Phase dar, indem die zwei hintereinander geschalteten Phasen belastet wurden. Es wurde bereits bei der Untersuchung der Spezialmaschine darauf hingewiesen, daß die Eigenschaft der zweiphasigen Wicklungen, voneinander unabhängig zu sein, nicht für die Maschinen mit massiven Polen zutrifft; der Versuch zeigt uns, daß die Spannung an den offenen Phasen mit der Belastung abnimmt; so gibt unsere Maschine z. B. 152 Volt beim Leerlauf und 35 Volt, wenn die stromliefernde

Fig. 72b.



Phase kurzgeschlossen ist. Ebenso geht die Spannung bei der Belastung von zwei Phasen hintereinander von 152 auf 29 Volt im Kurzschlusse herunter [1]).

Geben wir zum Schlusse noch die Kurve (d) der Fig. 72a, welche zeigt, daß, trotz der massiven Pole (wenig hoch allerdings), noch ein ziemlich merklicher Wechselstrom in den Magnetspulen gemessen werden kann. Während des Versuches der induktionsfreien Belastung

[1]) Die geringe Spannung auf der offenen Phase und infolgedessen das schwache Feld im Kurzschlusse ist eine weitere Bestätigung unserer Theorie; es werden nur wenig höhere Harmonische auftreten und die Ströme im Magnetrade werden mehrphasiger Natur sein.



hat sich die Gleichstromerregung nicht verändert, aber das dahinter geschaltete Hitzdrahtampermeter änderte mit der Belastung.

Es ist interessant, sich zu vergegenwärtigen, wie viel Nebenerscheinungen es noch gibt, deren genauen Einfluß und sogar deren Bestehen man nicht kennt[1]).

Bei der Ausarbeitung und der Redaktion dieser Studie hat mich mein Freund, Herr Ph. Rabbinowitsch, Ingenieur meiner Abteilung, unterstützt; von ihm stammen hauptsächlich die allgemeinen Formeln der S. 438 bis 447 und die erweiterte Konstruktion des Drei- und Einphasendiagrammes durch Kreisbögen. Ferner hat mir mein Freund, Herr Ingenieur O. Jähnert, beim Uebersetzen beigestanden; ich spreche diesen beiden Herren meinen besten Dank aus.

---

[1]) Einige Elemente, deren genaue Bestimmung noch übrig bleibt, sind:

a) das Verhältnis $\frac{K_t}{K_a}$ in Abhängigkeit von α, dem Luftraume, der Wicklungsverteilung und der Polschuhform;

b) der Effektivwert der Querharmonischen (hauptsächlich der dreifachen) in Abhängigkeit von E_t, um einfach die Spannung pro Phase und zwischen Phasen berechnen zu können.

Bezeichnungen.

E_0 = Gleichstrom E.M.K.
$\hat{E}_{n\nu}$ = Effektivwert der Wechsel-E.M.K. von der Frequenz $n\nu$.
$\hat{E}_0$ = Effektivwert der Gesamt-E.M.K.
$\hat{E}_r$ = Effektivwert der Wattkomponente von E_0.
$\hat{E}_s$ = Effektivwert der wattlosen Komponente von E_0 (gegen E.M.K. der Selbstinduktion).
J_c = Gleichstrom.
$\hat{J}_{n\nu}$ = Effektivwert des Wechselstromes von der Frequenz $n\nu$.
$\overline{J}_{n\nu}$ = Maximalwert des Wechselstromes von der Frequenz $n\nu$.
L = Selbstinduktionskoeffizient pro Phase.
M = Magnetomotorische Kraft (M.M.K.).
R = Ohmscher Widerstand pro Phase.
R_R = Ohmscher Widerstand des Rotors pro Phase.
R_S = Ohmscher Widerstand des Stators pro Phase.
v = Geschwindigkeit.
ν = Frequenz.
$\overline{\psi}_{n\nu}$ = Maximalwert des Wechselfeldes von der Frequenz $n\nu$.
$\overline{\psi}_{0\nu}$ = Wert des vom Gleichstrome herrührenden Feldes.
$\overline{\psi}_r$ = Maximalwert des resultierenden Feldes.

Bezeichnungen für den IV. Teil.

a = Nützlicher Kraftfluß im Anker.
b = Streufluß der Feldmagnete.
E = Effektivwert der E.M.K., entsprechend dem magnetischen Zustande des Hauptkreises der Maschine.
E_a = Effektivwert der Gegen-E.M.K., welche dem Gegenfelde entspricht.
E_b = Effektivwert der Klemmenspannung.
E_0 = Effektivwert der Gegen-E.M.K., welche bei gegebenem magnetischen Zustande von den Feldmagneten erzeugt wird; Leerlaufsspannung.
E_r = Effektivwert der Gegen-E.M.K., welche dem Ohmschen Ankerwiderstande entspricht.
E_s = Effektivwert der Gegen-E.M.K., welche dem Ankerstreufelde entspricht.
E_t = Effektivwert der Gegen-E.M.K., welche dem Querfelde entspricht.
J = Effektivwert des Belastungsstromes.
J_{cc} = Effektivwert des Kurzschlußstromes.
J_m = Der Erregergleichstrom.
K_0 = Formfaktor der E.M.K. des Erregerfeldes.
K_a = Formfaktor der E.M.K. des Gegenfeldes.



K_t = Formfaktor der E.M.K. des Querfeldes.
r = Ohmscher Ankerwiderstand pro Phase.
R = Reaktanz der Ankerwicklung, welche dem magnetischen Kreise der Maschine mit Vollpolen entspricht.
R_0 = Ihr Wert bei ungesättigtem Zustande.
R_a = Reaktanz, welche dem magnetischen Kreise des Gegenfeldes entspricht.
R_{0a} = Ihr Wert bei ungesättigtem Zustande.
R_s = Reaktanz, welche dem magnetischen Kreise des Streufeldes entspricht.
R_t = Reaktanz, welche dem magnetischen Kreise des Querfeldes entspricht.
A = Das Verhältnis $\frac{\text{Polbogen}}{\text{Polteilung}}$.
α = Besonderer Winkel des Diagrammes der Einphasenmaschine, abhängig von φ_2.
β = Besonderer Winkel des Diagrammes der Einphasenmaschine, abhängig von φ_2 und φ.
λ = Faktor, bestimmt durch die Formel: $\lambda = \frac{\frac{1}{2} R_t}{R_t + R_s - r \cdot \operatorname{tg} \varphi}$.
φ = Aeußerer Verschiebungswinkel ($\sphericalangle E_b, J$).
φ_0 und φ_2 = Innere Verschiebungswinkel ($\varphi_0 = \sphericalangle E_0, J$ und $\varphi_2 = \sphericalangle E_{2\nu}, J_{2\nu}$).
ψ_a = Kraftfluß des Gegenfeldes.
ψ_t = Kraftfluß des Querfeldes.





